

Elektrischer Transport durch supraleitende Schichten zwischen Ferromagneten mit senkrechter Magnetisierungsrichtung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik der Universität (TH)
Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys. Richard Montbrun
aus Rheinfelden (Baden)

Tag der mündlichen Prüfung : 20. Juli 2012
Referent : Prof. Dr. H. v. Löhneysen
Korreferent : Prof. Dr. G. Weiß

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Riesenmagnetwiderstand (GMR)	7
2.2	Supraleitender Proximity-Effekt	10
2.3	Normaler und anomaler Hall-Effekt	11
3	Experimentelles	13
3.1	Herstellung nanostrukturierter Proben	14
3.2	Herstellung unstrukturierter Proben	26
3.3	Magnetisierungsmessung	27
3.4	Kryostat	28
3.5	Probenhalter	29
3.6	Messelektronik und Ablauf der Messungen	30
4	Ergebnisse und Diskussion	33
4.1	Nanostrukturierte Proben	35
4.1.1	Probe #FSF_131011_1, $d_{\text{Nb}} = 300 \text{ \AA}$	35
4.1.2	Probe #FSF_291111_1, $d_{\text{Nb}} = 275 \text{ \AA}$	52
4.1.3	Probe #FSF_240212_1, $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$	54
4.1.4	Zusammenfassende Diskussion	56
4.2	Proben in CIP-Konfiguration	57
4.2.1	Probe #FSF_131011_1.4, $d_{\text{Nb}} = 300 \text{ \AA}$	57
4.2.2	Probe #FSF_291111_1.4b, $d_{\text{Nb}} = 275 \text{ \AA}$	60
4.2.3	Probe #FSF_240212_1.4, $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$	64
4.2.4	Probe #FSF_070312_1.4, $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$	65
4.2.5	Probe #290806B, $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$	69
4.2.6	Zusammenfassende Diskussion	73
5	Zusammenfassung	75

A	Messdaten	77
A.1	CPP-Probe #FSF_131011_1_2, $d_{Nb} = 300 \text{ \AA}$, R(T)-Abhängigkeit	77
A.2	CPP-Probe #FSF_291111_1_2b, $d_{Nb} = 275 \text{ \AA}$, R(T)-Abhängigkeit	81
A.3	CPP-Probe #FSF_240212_1_2, $d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$, R(T)-Abhängigkeit	85
A.4	CIP-Probe #FSF_070312_1_4, $d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$, Hall-Effekt	88
A.5	#FSF_291111_1_2b, Stromabhängigkeit von T_c	89
A.6	#FSF_240212_1_2, Stromabhängigkeit von T_c	90
B	Parameter	91
B.1	RIE Rezept	91

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchungen von supraleitenden Schichten, die in direktem Kontakt mit einem oder auch zwei Ferromagneten stehen, begannen schon vor Jahrzehnten. Da Supraleitung und Ferromagnetismus zwei sich im Allgemeinen ausschließende Phänomene in der Physik sind, ist es natürlich interessant, die wechselseitigen Einflüsse der beiden Phänomene zu bestimmen. Ferromagnet-Supraleiter-Ferromagnet-Strukturen waren bereits in den 1960-er Jahren Gegenstand physikalischer Untersuchungen, nachdem de Gennes [1] im Jahr 1966 berechnete, dass die kritische Temperatur T_c für eine supraleitende Schicht, die dünner ist als die Kohärenzlänge ($d_S < \xi_0$) und die sich zwischen ferromagnetischen Isolatoren befindet, von der relativen Magnetisierungsrichtung der Ferromagneten zueinander abhängt. Im Idealfall wäre, unter bestimmten Voraussetzungen an das Austauschfeld h_0 der Ferromagneten und die Temperatur ($h_0 > 1/2 \cdot \sqrt{2}\Delta$; $T \ll T_c$), das System im supraleitenden Zustand, wenn die Ferromagneten antiparallel (AP) zueinander magnetisiert sind und im normalleitenden Zustand bei einer parallelen (P) Orientierung zueinander.

Wenige Jahre später wurde das von de Gennes vorausgesagte Verhalten durch Messungen von J. J. Hauser [2] und G. Deutscher *et al.* [3] an supraleitenden Indium-Schichten bestätigt. Der supraleitende Übergang im AP-Fall (T_c^{AP}) war größer als im P-Fall (T_c^P): $T_c^P < T_c^{AP}$. Diese Versuche zeigten, dass ferromagnetische Materialien ein Austauschfeld in den Supraleiter mittels Proximity-Effekt (vgl. Kapitel 2.2) einbringen und dadurch die supraleitenden Eigenschaften beeinflussen können.

Da eine potenzielle Anwendung von F/S/F-Schichtsystemen mit ferromagnetischen Isolatoren nicht von großem Interesse ist, wurde das Thema erst wieder aktuell, als L. R. Tagirov im Jahr 1999 [4] eine erweiterte Theorie ent-

wickelte, die besagt, dass der sogenannte *Spin-Switch-Effekt* auch im Falle endlicher Transparenz der S/F-Grenzschicht, d. h. für metallische Ferromagneten, bei einem schwachen äußeren Magnetfeld funktioniert. Die vorgeschlagene Struktur erhielt daher den Namen *low-field superconducting spin switch*.

Im Jahr 2002 gelang es Gu *et al.* [5], dieses Verhalten experimentell zu bestätigen. Als ferromagnetische Schichten diente der schwache Ferromagnet CuNi, von dem die Magnetisierung der einen Schicht durch eine antiferromagnetische Schicht aus FeMn in ihrer Orientierung festgehalten (“gepinnt”) wurde. CuNi besitzt eine magnetische “in-plane” Anisotropie, d. h. die leichte Achse der Magnetisierung liegt in der Schichtebene, und so kann die Magnetisierung der zweiten Schicht durch schwache externe Magnetfelder in den P- oder AP-Zustand gebracht werden. Als Supraleiter diente eine 180 Å dicke Niob-Schicht. Gu *et al.* konnten jedoch keine Temperatur finden, bei der das System im P-Zustand normalleitend und im AP-Zustand supraleitend ist, was durch die hohe Transparenz der S/F-Grenzflächen erklärt wurde.

Auch die Gruppe um Norman O. Birge [6], die stark ferromagnetische FeNi-Schichten in Kombination mit dem Supraleiter Nb verwendete, konnte zwar einen P- und AP-Zustand präparieren und das theoretisch vorausgesagte Verhalten beobachten ($T_c^P < T_c^{AP}$), jedoch konnte auch trotz größerer Differenz ΔT_c^{AP-P} als zuvor kein vollständiger Spin-Switch realisiert werden.

A. Yu. Rusanov *et al.* [7] fanden im Jahr 2006 ebenfalls für stark ferromagnetische FeNi-Schichten und einer supraleitenden Schicht aus 250 Å dickem Niob einen entgegengesetzten Effekt, der auch als inverser Spin-Switch-Effekt bezeichnet wird. Hierbei ist die kritische Temperatur des AP-Zustands kleiner als die des P-Zustands ($T_c^P > T_c^{AP}$). Die Erklärung folgt in groben Zügen der Physik des Riesenmagnetwiderstands (siehe Kapitel 2.1): Spinpolarisierte Quasiteilchen dringen in den Supraleiter ein, der dünner sein sollte als die Spindiffusionslänge, d. h. die Länge, innerhalb derer die Orientierung des Spins erhalten bleibt, und werden im AP-Zustand an der zweiten ferromagnetischen Schicht reflektiert. Diese Reflexion führt zu einer Anhäufung von spinpolarisierten Quasiteilchen (Spin-Akkumulation) und somit zu einer erhöhten Cooper-Paar-Brechung an der S/F-Grenzschicht. Ein inverser Spin-Switch-Effekt wurde auch in anderen Arbeiten für unterschiedliche Systeme experimentell nachgewiesen [8, 9, 10].

Da in den bisher erwähnten F/S/F-Heterostrukturen ausschließlich ferromagnetische Schichten mit magnetischer in-plane Anisotropie behandelt wur-

den, stellte sich die Frage, welches Verhalten ein solches System mit senkrechter magnetischer Anisotropie (“out-of-plane” Anisotropie) zeigen würde. A. Singh *et al.* [11] untersuchten daraufhin CoPt-Mehrfachschichten in Kombination mit Nb, das auch in den meisten bisher untersuchten Arbeiten als Supraleiter gedient hat. Durch unterschiedlich große Koerzitivfeldstärken der ferromagnetischen Schichten war es möglich, einen P- oder AP-Zustand einzustellen und auch ohne externes Magnetfeld aufrecht zu erhalten. Dadurch konnten Effekte durch externe angelegte Magnetfelder ausgeschlossen werden. Auch für ferromagnetische Schichten mit senkrechter Magnetisierungsrichtung fand man $T_c^P > T_c^{AP}$ und somit einen inversen Spin-Switch-Effekt.

Die Frage nach dem Einfluss von Streufeldern in einem Zustand des Ferromagneten mit vielen Domänen (**D**-Zustand) wurde ebenfalls untersucht. Für S/F-Doppelschichten mit magnetischer in-plane Anisotropie konnte gezeigt werden, dass es eine Erhöhung der kritischen Temperatur im D-Zustand gibt, da sich das paarbrechende Austauschfeld im Bereich der Domänenwände gemittelt über die Kohärenzlänge ξ_0 kompensiert [12]. Dabei spielt die Art der Domänenwände aber eine wichtige Rolle. Bloch-Wände zeichnen sich dadurch aus, dass die magnetischen Momente innerhalb der Wand aus der Schichtebene herausdrehen und dadurch ein Streufeld erzeugen, das die Supraleitung zerstört. Innerhalb einer Néel-Wand bleiben die magnetischen Momente innerhalb der Schicht und reduzieren, sofern die Dicke der Wand $d \leq \xi_0$ ist, das paarbrechende Austauschfeld im D-Zustand. Bei einer senkrechten magnetischen Anisotropie spielt die Art der Domänenwand keine Rolle, da in beiden Fällen Streufelder in den Supraleiter eindringen und die Paarbrechung fördern würden, daher wäre $T_c^D < T_c^P$. Um sicherzustellen, dass die ferromagnetischen Schichten von A. Singh *et al.* eindomänig sind, wenn sie im P- oder AP-Zustand aufmagnetisiert wurden, untersuchte man diese mittels Tieftemperatur-Magnetkraftmikroskopie (MFM) [13] und stellte fest, dass nur während des Umklappvorgangs der einzelnen Schichten Domänen sichtbar waren.

Aus den Messungen von A. Singh *et al.* [11, 13] folgerte man, dass die Reduktion der kritischen Temperatur des Supraleiters im AP-Zustand auf Spin-Akkumulation bedingt durch spinabhängige Streuung zurückzuführen ist, da alle Messungen im Nullfeld gemacht wurden. Darüberhinaus trat in einem Kontrollexperiment an einem F/I/S/I/F-Schichtpaket (I = Isolator) kein T_c -Unterschied zwischen P- und AP-Konfiguration auf, so dass unterschiedliche Streufelder im P- und AP-Zustand ausgeschlossen werden konnten.

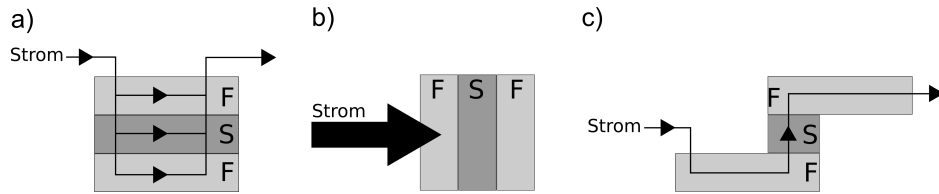


Abbildung 1.1: a) CIP-Geometrie b) CPP-Geometrie c) Tatsächliche Geometrie

Die bisher beschriebenen Systeme wurden allesamt in der in Abbildung 1.1 a) dargestellten Geometrie untersucht. Diese Geometrie wird üblicherweise als CIP-Geometrie bezeichnet. Hierbei fließt der Strom entlang aller Schichten und die spinpolarisierten Quasiteilchen werden je nach Spin-Ausrichtung an den S/F-Grenzschichten entweder stark oder schwach reflektiert. Um den Effekt der Spin-Akkumulation zu verstärken, kann die in Abbildung 1.1 b) dargestellte current-perpendicular-to-plane (CPP) Geometrie verwendet werden, bei der der Strom alle Schichten durchdringt. Proben in CPP-Geometrie wurden bereits für unterschiedliche Systeme (meist S/F/S-Schichten) mit teilweise sehr großem Aufwand hergestellt [14, 15]. Die in Abbildung 1.1 c) dargestellte Geometrie zeigt schematisch die hier verwendete tatsächliche “CPP”-Geometrie. Dabei sprechen wir von CPP-Geometrie, wenn der Strom durch alle drei Schichten hindurchfließt und notwendig die S/F- und F/S-Grenzfläche durchquert. In der “CPP”-Geometrie ist der Stromdichtevektor nicht notwendig senkrecht zu den Grenzflächen. In der vorliegenden Arbeit werden die Strukturen mittels der in [16] vorgestellten Schattenbedampfungstechnik durch nanostrukturierte Silizium-Nitrid-Masken hergestellt.

Um sicherzustellen, dass Streufelder keinen Einfluss auf die supraleitende Sprungtemperatur haben, sollte zudem die Dimension der F/S/F-Kontakte unter die typische Domänengröße, die im Bereich einiger Mikrometer liegt [17, 18], gebracht werden.

Ziel dieser Arbeit war es also, F/S/F-Schichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie in CPP-Geometrie herzustellen und mittels spinabhängigem Transport die noch offene Frage nach dem Ursprung des inversen Spin-Switch-Effekts zu klären. Dies erforderte auch die Herstellung und Untersuchung von Proben in CIP-Geometrie mit gleichen Schichtdicken wie in der CPP-Geometrie, um beide Konfigurationen vergleichen zu können.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Riesenmagnetwiderstand (GMR)

Der Riesenmagnetwiderstand (**G**iant **M**agneto**r**esistance) wurde im Jahr 1988 von zwei Forschergruppen um Peter Grünberg (FZ Jülich) und Albert Fert (Université Paris-Sud) unabhängig voneinander entdeckt [19, 20]. Dabei wurde festgestellt, dass der elektrische Widerstand durch ein Drei- oder Mehrlagen-Schichtpaket aus Eisen und Chrom (Fe/Cr/Fe) von der relativen Magnetisierungsrichtung der Fe-Schichten zueinander abhängt. Der Widerstand bei paralleler Magnetisierungseinstellung ist dabei sehr viel kleiner als der Widerstand im antiparallelen Fall (ca. 1% bei einer 3-fach Schicht und bis zu 50 % für 60-fache Schichtfolge). Die sich aus diesem Effekt ergebenden Möglichkeiten, beispielsweise zur Verbesserung der Datenspeicherung bei magnetischen Festplatten, führten im Jahr 2007 zur Verleihung des Nobelpreises für Physik an Peter Grünberg und Albert Fert.

Wie in Abbildung 2.1 dargestellt ist, spaltet die Zustandsdichte $D(E)$ eines Ferromagneten in ein Spin-Up und ein Spin-Down Band auf. Dabei wird die Energie E_p für Zustände mit dem magnetischen Moment μ_p (parallel zur Magnetisierung \mathbf{M}) abgesenkt und somit werden mehr Zustände besetzt. Für den Ladungstransport folgt daraus, dass Elektronen mit dem Spin s_p parallel zur Magnetisierung (also mit dem magnetischen Moment μ_a antiparallel zu \mathbf{M}) mehr freie Zustände an der Fermi-Energie finden als Elektronen mit μ_p . Daraus lässt sich die Spinpolarisation P definieren [22]:

$$P = \frac{N_{\mu_a}(E_F) - N_{\mu_p}(E_F)}{N_{\mu_a}(E_F) + N_{\mu_p}(E_F)} \quad (2.1)$$

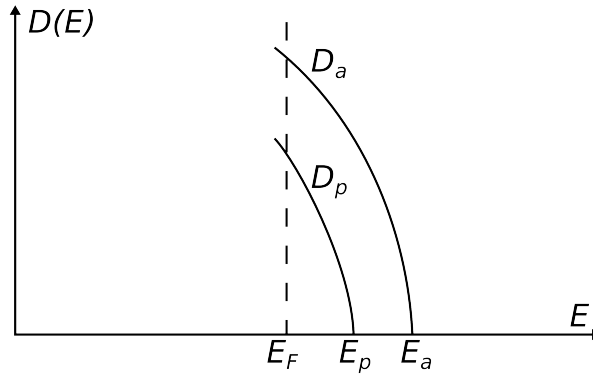


Abbildung 2.1: Zustandsdichte des d -Bands eines ferromagnetischen Übergangsmetalls im Bereich der Fermi-Energie E_F nach [21]. $D_p(E)$ beschreibt die Zustandsdichte für Ladungsträger mit magnetischem Moment μ parallel zu \mathbf{M} , $D_a(E)$ für antiparalleles μ .

$N_{\mu_a}(E_F)$ ist die Anzahl der Ladungsträger an der Fermienergie mit magnetischem Moment antiparallel (Majoritätsspins) und $N_{\mu_p}(E_F)$ die Anzahl der Ladungsträger mit μ_p parallel zu \mathbf{M} (Minoritätsspins).

Wenn ein nichtmagnetisches Material (N) in Kontakt mit zwei Ferromagneten (F) gebracht wird (Abbildung 2.2), hängt der Ladungstransport von der relativen Orientierung der beiden Magnetisierungen zueinander ab. Im Falle antiparalleler Magnetisierung (AP) finden die Majoritätsspins nach Streuung weniger freie Zustände im zweiten Ferromagneten als die Minoritätsspins und werden daher stärker zurückgestreut, was eine Widerstandserhöhung zur Folge hat (vgl. Abbildung 2.3).

Im Falle paralleler Orientierung beider Magnetisierungen (P) finden die Majoritätsspins genügend freie Zustände im zweiten Ferromagneten, weshalb für diesen Fall der Widerstand geringer ist.

Wird die normalleitende Zwischenschicht durch einen Supraleiter S ersetzt, dann werden bei Anlegen einer Spannung an die F/S/F-Dreifachschicht selbst im supraleitenden Zustand spinpolarisierte Quasiteilchen in die supraleitende Schicht injiziert, die im Falle antiparalleler Magnetisierung verstärkt zurückgestreut werden und an der S/F-Grenzschicht akkumulieren. Diese sogenannte Spin-Akkumulation bewirkt eine erhöhte paarbrechende Wirkung und somit eine Reduktion der supraleitenden Sprungtemperatur [7].

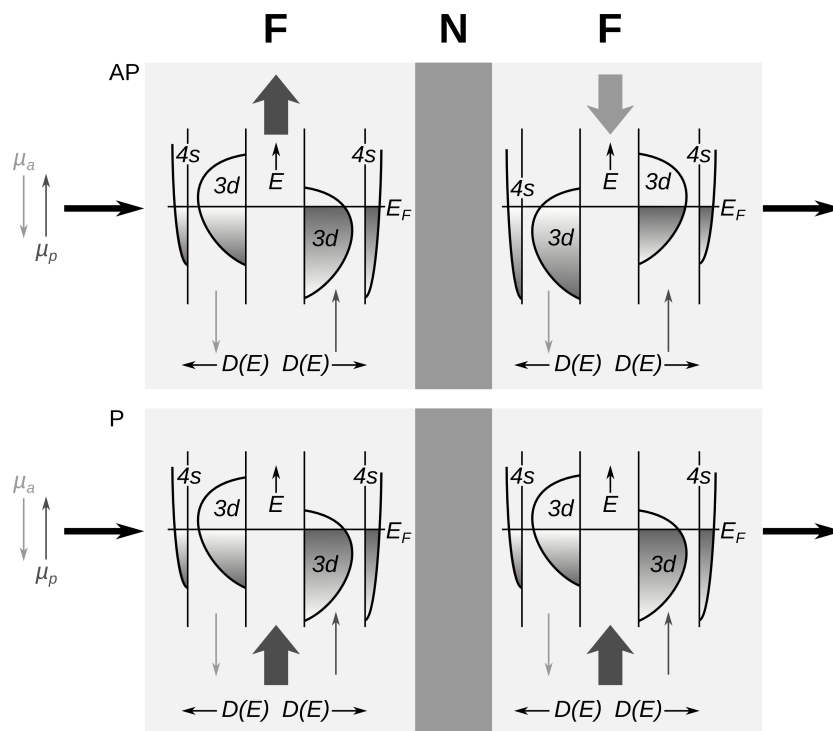


Abbildung 2.2: Skizze der elektronischen Zustandsdichten eines Dreilagensystems mit zwei Ferromagneten getrennt durch eine nichtmagnetische Schicht. Die dicken Pfeile geben die Magnetisierungen an, die dünnen Pfeile die magnetischen Momente der Ladungsträger nach [23].

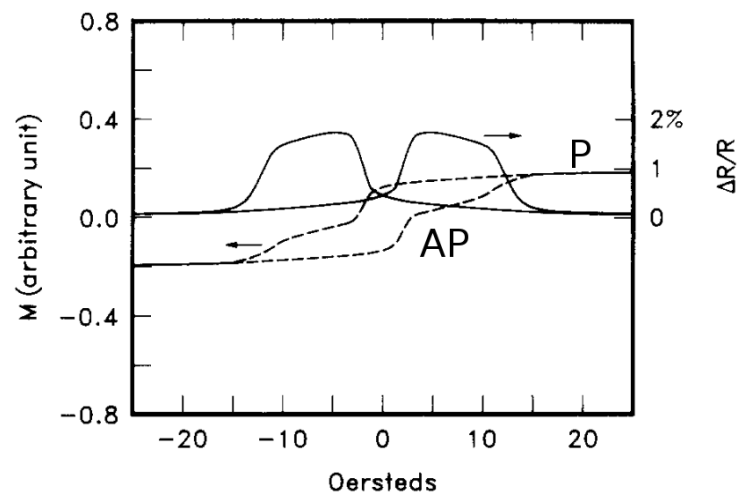


Abbildung 2.3: Magnetisierungskurve und Magnetwiderstand einer NiFe/Cu/NiCo Probe [24].

2.2 Supraleitender Proximity-Effekt

Der supraleitende Proximity-Effekt entsteht beim Kontakt eines Supraleiters S mit einem Normalleiter N oder einem Ferromagneten F. Beim Kontakt von S mit N oder F dringt die supraleitende Wellenfunktion in N oder F ein und bewirkt dort eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Cooper-Paare. Gleichzeitig führt das Fehlen der Cooper-Paare in S zu einer Schwächung der Supraleitung.

Die hieraus resultierenden Einflüsse auf eine supraleitende Schicht, die sich zwischen zwei ferromagnetischen Schichten befindet, wurde bereits in den 1960er Jahren von De Gennes [1] für den Fall ferromagnetischer Isolatoren und später auch für metallische Ferromagneten von A. I. Buzdin *et al.* und L. R. Tagirov [25, 4] berechnet. Wenn die Schichtdicke kleiner oder im Bereich der supraleitenden Kohärenzlänge ist ($d_S \leq \xi_S$) und das Austauschfeld h_0 größer ist als $\Delta/\sqrt{2}$, dann befindet sich im Idealfall das System im supraleitenden Zustand bei einer antiparallelen Einstellung der beiden ferromagnetischen Schichten und im normalleitenden Zustand für eine parallele Magnetisierungseinstellung. Eine anschauliche Beschreibung kann so formuliert werden, dass das Austauschfeld der Ferromagneten eine paarbrechende Wirkung auf die Cooper-Paare ausübt, da diese aus Elektronen mit entgegengesetztem Spin bestehen. Werden beide Spins ausgerichtet, bricht das Cooper-Paar in zwei einzelne Elektronen auf. Durch die antiparallele Anordnung der beiden Ferromagneten heben sich die paarbrechenden Austauschfelder teilweise auf, was zu einer weniger starken Paarbrechung und somit zu einer höheren Sprungtemperatur als im Fall der parallelen Anordnung führt (siehe auch [26, 27, 28]). Erste Messungen an Systemen mit ferromagnetischen Isolatoren [3] und metallischen Ferromagneten [5] bestätigen die paarbrechende Wirkung im Falle unterschiedlich eingestellter relativer Magnetisierungsrichtungen, die durch den supraleitenden Proximity-Effekt hervorgerufen wird.

Das hier beschriebene Verhalten der kritischen Temperatur des Supraleiters in Abhängigkeit der relativen Magnetisierungsrichtung ist offensichtlich genau entgegengesetzt zu dem in Kapitel 2.1 beschriebenen Verhalten. Der spannenden Frage, welcher der zuvor beschriebenen Mechanismen die kritische supraleitende Temperatur in F/S/F-Schichtsystemen beeinflusst, soll in dieser Arbeit auf den Grund gegangen werden.

2.3 Normaler und anomaler Hall-Effekt

Die magnetischen Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden mithilfe des anomalen Hall-Effekts bestimmt. Da die ferromagnetischen Co/Pt-Schichten eine leichte Achse der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene besitzen, können die Kontakte wie in Abbildung 2.4 angebracht werden und über die abfallende Hall-Spannung Rückschlüsse über die Magnetisierung gezogen werden. Die hier gegebene Einführung soll nur in Kürze die relevanten Mechanismen in Erinnerung rufen; weitergehende Beschreibungen finden sich in [29, 30, 31].

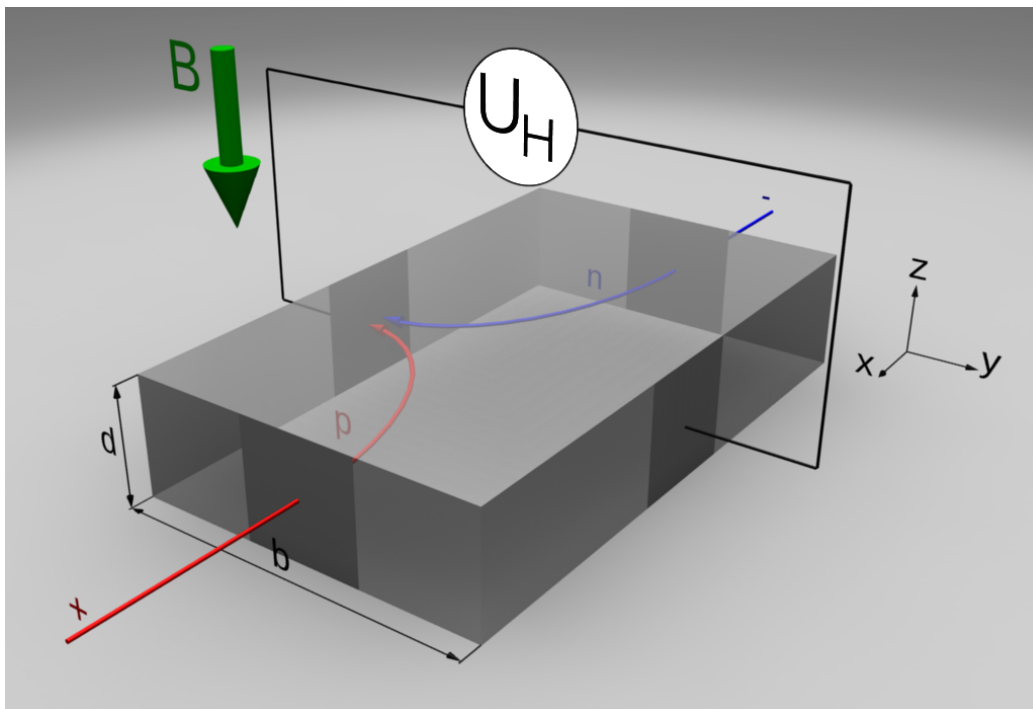


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Hall-Effekts [32]

Ein magnetisches Feld \mathbf{B} , das senkrecht zur Stromrichtung in einem elektrischen Leiter angelegt wird, bewirkt eine Lorentzkraft auf die Ladungsträger, die eine Ablenkung senkrecht zur Bewegungsrichtung und zum Feld zur Folge hat:

$$\mathbf{F}_L = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.2)$$

Die Ladungsträger werden zum Rand des elektrischen Leiters abgelenkt, wo sie akkumulieren und sich ein transversales elektrisches Feld (\mathbf{E}) aufbaut, welches sowohl proportional zum äußeren Magnetfeld (\mathbf{B}) als auch zur Stromdichte (\mathbf{j}) ist. Dieses Feld kompensiert die Kraft auf die Ladungsträger; im Gleichgewichtszustand gilt:

$$q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.3)$$

Wenn sich die Ladungsträger, wie in Abbildung 2.4 dargestellt ist, in x -Richtung bewegen und das magnetische Feld in z -Richtung anliegt, ergibt sich für das transversale elektrische Feld:

$$E_y = v_x \cdot B_z = \frac{1}{n \cdot q} \cdot j_x \cdot B_z \quad (2.4)$$

Daraus ergibt sich:

$$R_H = \frac{1}{n \cdot q} \quad (2.5)$$

und

$$\rho_{\text{Hall}} = R_H \cdot B \quad (2.6)$$

In den hier interessanten ferromagnetischen Materialien mit einer Magnetisierung $M(B)$ erhält der spezifische Hallwiderstand einen weiteren Beitrag, der die Bestimmung von $M(B)$ erlaubt. Dies ist der sogenannte anomale Hall-Effekt (AHE):

$$\rho_H = R_H \cdot B + R_{\text{AHE}} \cdot \mu_0 M \quad (2.7)$$

Mögliche Ursachen des AHE sind intrinsische Ablenkung, *side jump scattering* und *skew scattering* [33], auf deren Beschreibung an dieser Stelle verzichtet wird. Auf jeden Fall erlaubt die Messung des anomalen Hall-Effekts, d. h. $\rho_H(B)$, die Aufnahme einer Kurve, die im Falle senkrechter Anisotropie die Bestimmung der Koerzitivfelder H_{coerc} ermöglicht. Dies ist vor allem dann von Vorteil, wenn, wie in dieser Arbeit, eine Messung der lokalen Magnetisierung der sub- μm Kontakte durch Standardmethoden (Magnetometer) nicht möglich ist.

Kapitel 3

Experimentelles

In dieser Arbeit wurden verschiedene Proben hergestellt, die sich durch die Geometrie, d. h. die Art des Stromflusses, nicht aber durch das Materialsystem unterscheiden. Zum Einen ist dies die sogenannte CPP-Geometrie (**c**urrent **p**erpendicular to **p**lane), bei der der Strom durch das gesamte Schichtpaket aus Ferromagneten und Supraleiter fließt. Diese Proben wurden mittels der Schattenbedampfungstechnik durch nanostrukturierte Siliziumnitridmasken realisiert. Zum Anderen wurden CIP-Proben (**c**urrent **i**n **p**lane) untersucht, d.h. Proben, bei denen der Strom entlang der Schichten fließt. Diese Proben wurden teils ohne und teils mit einer mechanischen Maske im Millimeterbereich, die eine gleichzeitige Messung von Hall-Effekt und Probenwiderstand ermöglicht, hergestellt.

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Herstellung und Charakterisierung der in dieser Arbeit untersuchten Proben. Als Supraleiter wurde Niob (Nb) gewählt, das auch bereits in den Arbeiten, die in der Einleitung erläutert wurden, zahlreich Verwendung gefunden hat. Nb besitzt unter den elementaren Supraleitern die höchste kritische Temperatur von $T_c = 9.2$ K (Bulk) [29] und ein kritisches Magnetfeld $\mu_0 H_{c2} = 382$ mT [34]. Aufgrund der relativ hohen Übergangstemperatur, die bei dünnen Schichten etwas reduziert ist gegenüber Bulk- T_c , sind Messungen in einem gepumpten ^4He -Kryostaten möglich.

Eine senkrechte magnetische Anisotropie lässt sich mit Mehrschichten aus Kobalt (Co) und Platin (Pt) oder auch Palladium (Pd) realisieren, die vor allem in magnetooptischen Speichermedien Anwendung finden [35, 36, 18].

Die erste Charakterisierung der Schichten erfolgte durch ein Rasterelektronenmikroskop (REM). Zur genaueren Analyse wurden Aufnahmen von ei-

nem Schnitt durch die Schichten in einem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) durchgeführt.

3.1 Herstellung nanostrukturierter Proben (CPP-Konfiguration)

Um eine CPP-Geometrie zu erhalten, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein spezielles Probenlayout entwickelt, das auf der Technik der Schattenbedampfung beruht [37].

Da Niob eine stark reduzierte Sprungtemperatur besitzt, wenn es mittels herkömmlich hergestellter organischer Masken (z. B. PMMA) aufgedampft wird [38, 39], wurden anorganische Masken aus Siliziumnitrid (Si_3N_4) verwendet.

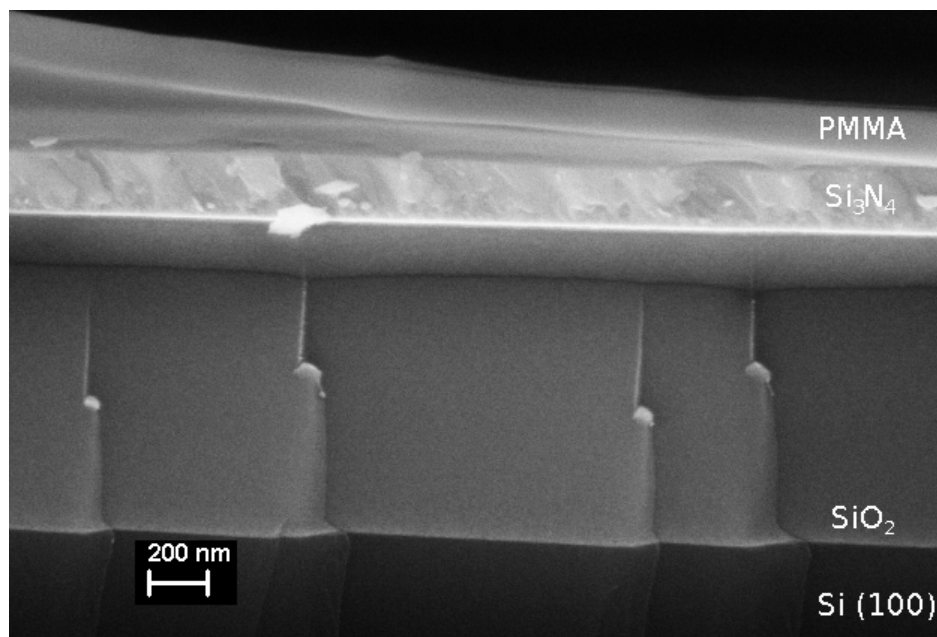


Abbildung 3.1: REM-Aufnahme: Schnitt durch den Schichtaufbau des für die Schattenbedampfung vorliegenden Substrats. Ganz unten ist das Substrat aus Silizium zu sehen, gefolgt von einer 800 nm dicken Schicht aus SiO_2 . Durch den Bruch des Substrats auf die zur Strukturierung nötige Dimension ist das Si_3N_4 etwas weiter nach hinten versetzt mit einer Dicke von 200 nm zu sehen. Der elektronenstrahlempfindliche Lack (PMMA) hat sich an der Bruchkante vom Nitrid gelöst und leicht gewölbt.

Zunächst wurden kommerziell erwerbliche Si/SiO₂/Si₃N₄-Substrate der Firma *SiMat* mit einer ca. 400 nm dicken Schicht PMMA 950K (Allresist AR-P 679.04) belackt. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, besteht das zur Strukturierung verwendete Substrat aus einem Si(100)-Wafer mit einer Dicke von 525 $\mu\text{m} \pm 25 \mu\text{m}$. Darauf wurden vom Hersteller mittels LPCVD-Verfahren eine 800 nm dicke Schicht SiO₂ und eine 200 nm dicke Schicht Si₃N₄ aufgebracht. Der elektronenstrahlempfindliche Lack wurde mit einem Spincoater aufgeschleudert und anschließend bei 165 °C 60 Minuten lang ausgebacken.

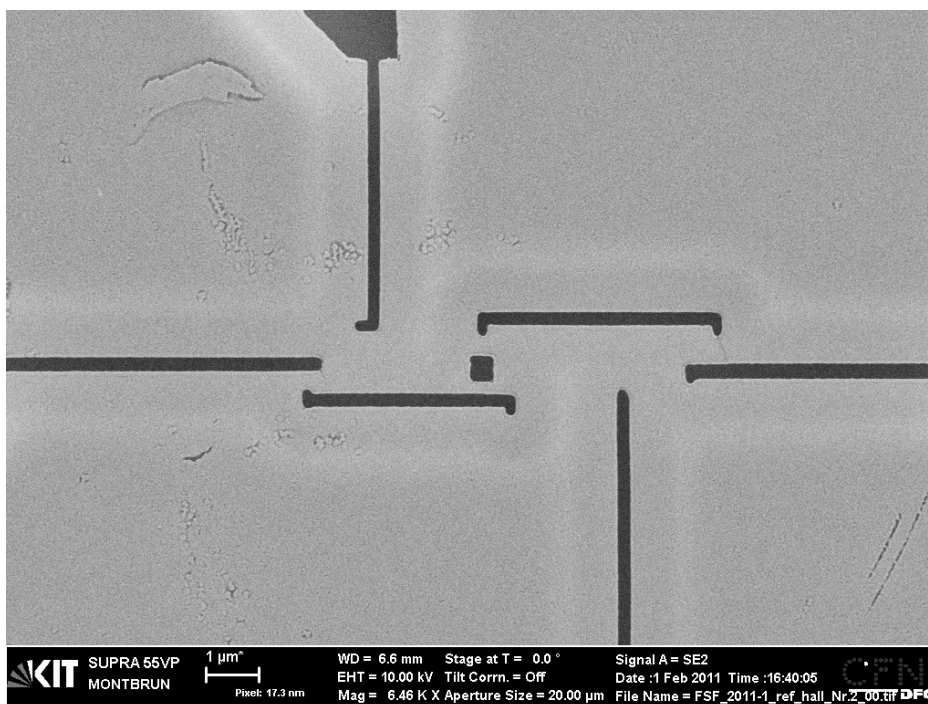


Abbildung 3.2: Elektronenmikroskopaufnahme der fertigen Si₃N₄-Maske im CPP-Layout. Die linienförmigen Öffnungen haben eine Breite von ca. 300 nm. Das Quadrat in der Mitte hat eine Größe von ca. 500 × 500 nm². Am oberen Rand ist eine breitere Zuleitung in der Größenordnung von etwa 2 μm zu sehen. Außerdem erkennt man den unterätzten Bereich als eine Art Halo um die Öffnungen.

Zur Strukturierung der Maske wurde das Elektronenmikroskop SUPRA 55 VP der Firma Zeiss mit einer angeschlossenen Elphy-Plus-Einheit am *Nanostructure Service Laboratory* des *Center for Functional Nanostructures (CFN)* verwendet. Die Strukturierung erfolgt rechnergesteuert in zwei Schritten: Zunächst werden mit einer 10 μm großen Blende die feinen Strukturen geschrieben, die für den nanostrukturierten Kontakt nötig sind. Die Dauer

für diesen Vorgang beträgt nur ein paar Sekunden, damit die immer vorherrschende Drift zwischen Elektronenstrahl und Probe dadurch sehr klein gehalten werden kann und die Strukturen reproduzierbar hergestellt werden können. Anschließend werden die etwas größeren Zuleitungen (2-3 μm Bereich) belichtet. Nach einem automatischen Blendenwechsel zur 120 μm Blende werden abschließend die Kontaktfelder und großen Zuleitungen lithografiert.

Im nächsten Schritt wird die belichtete Struktur aus dem Lack herausentwickelt. Hierzu wird der Entwickler AR 600-56 (Fa. Allresist) und der zugehörige Stopper AR 600-60 (Fa. Allresist) verwendet. Um eine gute Ätzbeständigkeit im plasmachemischen Ätzprozess zu erlangen, wird das Substrat anschließend für 30 min bei 110 °C im Konvektionsofen getempert.

Die im Lack befindliche Struktur wird anschließend mittels trockenchemischem Ätzen (**R**eactive **I**on **E**tching) in die Maske übertragen. Dazu wird ein Plasma aus einem $\text{CHF}_3\text{-O}_2$ -Gemisch im Verhältnis 10:1 bei 140 W verwendet, das ein stark anisotropes Ätzverhalten besitzt, um eine zu große Verbreiterung der Strukturen zu vermeiden. Direkt im Anschluss an den ersten Plasmaschritt wird ein O_2 -Plasma gezündet, um organische Reste auf der Maske (PMMA und durch den CHF_3 -Prozess entstandene Polymere) zu entfernen. Das RIE-Rezept ist in Anhang B.1 enthalten.

Nach der Übertragung der Strukturen in die Maske wird das Substrat für 20 bis 25 Minuten in eine gepufferte Flußsäurelösung (BHF, 28 ml HF + 170 ml H_2O + 113 g NH_4F) gegeben, in der mit hoher Selektivität das SiO_2 weggeätzt wird. Dadurch entsteht unter der freitragenden Maske ein Hohlraum, der beim Aufdampfen genug Platz für die metallischen Leiterbahnen bietet (ca. 1-2 μm). Nach einem kurzen Bad in doppelt destilliertem Wasser wird das fertige Substrat sofort auf einem Halter befestigt und in die Ultrahochvakuum (UHV)-Kammer eingeschleust, um eine zu starke Oxidation des Siliziums zu verhindern. Eine für den Aufdampfprozess fertig entwickelte und geätzte Probe ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Nach dem Einbau in die UHV-Kammer wird der Probenhalter unter Vakuum von $p \leq 5 \cdot 10^{-11}$ mbar bei ca. 100 °C etwa 15 Minuten lang geheizt, um Wasser und flüchtige Rückstände vom Substrat zu entfernen. Anschließend werden bei Raumtemperatur die metallischen Filme aufgedampft. Dies geschieht in der UHV-Anlage durch Elektronenstrahlverdampfung von Nb, Co und Pt. Die aufgedampfte Dicke und die Aufdampfraten (meist 0.1 - 0.3 Å/s) werden mit entsprechenden Schwingquarzen kontrolliert. Somit ist eine

Reproduzierbarkeit in der Herstellung der Proben, deren Schichten meist nur wenige Å dick sind, immer gegeben.

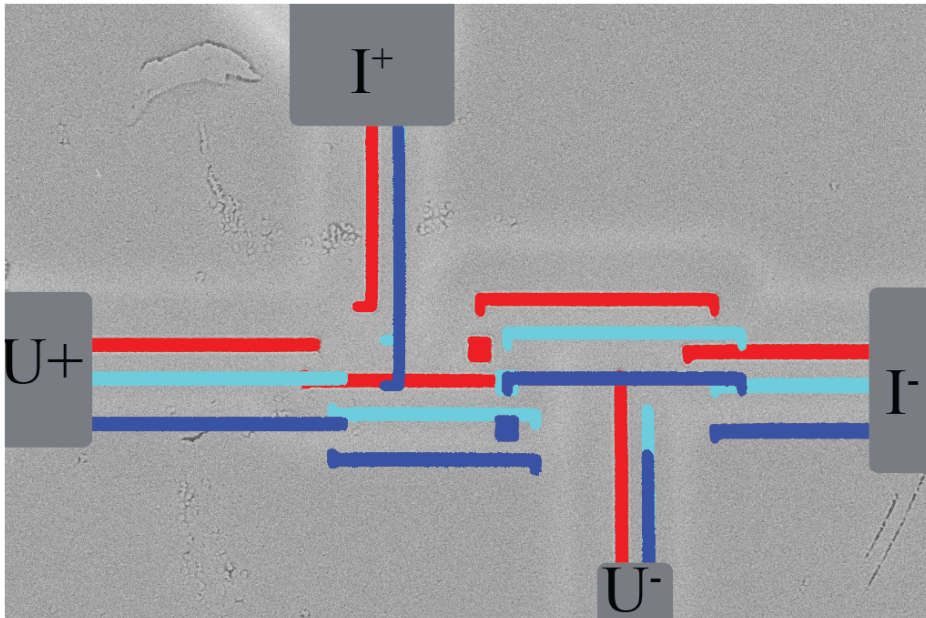


Abbildung 3.3: Struktur im CPP Design. Der rote Teil zeigt den unteren Ferro-magneten F_b , der cyanfarbene den Supraleiter S zusammen mit F_t und der blaue Teil das Platin, das zum Schließen des Strompfades benötigt wird. Der graue Teil repräsentiert die etwas breiteren Zuleitungen, in denen alle Schichten aufeinander liegen (F/S/F).

Das in Abbildung 3.2 gezeigte Maskendesign ist das Resultat eines langen Entwicklungsprozesses, auf den an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden soll. Allerdings soll anhand Abbildung 3.3 verdeutlicht werden, wie das Zustandekommen einer solchen Struktur erfolgte. Zunächst musste sichergestellt werden, dass die Aufdampfwinkel nicht zu flach sind, d. h. im Bereich von 0° bis ca. 45° liegen. Einfache geometrische Überlegungen lieferten die Einschränkung, dass die Strukturen in der Maske maximal $1\ \mu\text{m}$ weit auseinander liegen dürfen. Liegen die entsprechenden Öffnungen zu eng zusammen, reißt die Si_3N_4 -Membran ein, sodass die Maske unbrauchbar wird. Mittels eines Computer-Zeichenprogramms (GIMP, Photoshop, o. ä.) wird die fertige Struktur kopiert und mehrmals verschoben. Nach zweimaligem Verschieben ist es so möglich, bereits einen Eindruck der fertigen Struktur zu bekommen. In einem anschließenden Schritt werden die Aufdampfwinkel zunächst über einfache geometrische Zusammenhänge bestimmt und durch Aufdampf-

tests schließlich so verfeinert, dass der Überlapp wie gewollt entsteht. Auch wenn der untere Ferromagnet F_b (für **bottom**) auf eine Pt-Pufferschicht aufgedampft wird, die ebenfalls in den rot eingefärbten Strukturen in Abbildung 3.3 beinhaltet ist, wird diese aus Gründen der Übersichtlichkeit mit in F_b übernommen, so dass die endgültige Schichtfolge die Form $F_b/Nb/F_t/N$ besitzt. F_t (für **top**) beschreibt die oben aufliegende Schichtfolge, N die Pt-Zuleitung, die zum Schließen des elektrischen Stromkreises benötigt wird.

Um eine hohe senkrechte magnetische Anisotropie der unteren ferromagnetischen Schicht F_b zu erhalten, wird zuerst ein Pt-Puffer von ca. 120 Å aufgedampft, auf den direkt der untere Ferromagnet folgt. Dieser besteht aus einer Schichtfolge von 4 Å Co und 12 Å Pt, die sechs mal wiederholt wird und oben mit einer zusätzlichen 8 Å dicken Platinschicht abgedeckt wird. In dieser Arbeit besitzt die untere ferromagnetische Schicht, die den Pt-Puffer bereits beinhaltet, also die Schichtfolge: 120 Å Pt / [4 Å Co / 12 Å Pt]₆ / 8 Å Pt.

Anschließend wird Nb als Supraleiter unter einem anderen Winkel mit verschiedenen Schichtdicken $250 \text{ Å} \leq d_{Nb} \leq 350 \text{ Å}$ aufgedampft und mit einer Schicht aus 20 Å Pt bedeckt.

Der zweite, oben liegende Ferromagnet F_t , besteht aus einer Schichtfolge von 4 Å Co und 7 Å Pt, die dreimal wiederholt und danach durch eine 10 Å dicke Platinschicht abgedeckt wird. Dabei wird der Winkel gegenüber Nb nur minimal verändert. Da die Anisotropie der CoPt-Schichten sehr stark vom Substrat abhängt und zwischen S und F_t ein zusätzlicher 100 Å Pt-Puffer aus geometrischen Überlegungen unerwünscht ist, wird F_t fast vollständig auf das zuvor aufgedampfte Nb aufgebracht. Lediglich ein kleiner Versatz, der in der Praxis nur wenige Nanometer groß ist, dient dazu, dass der Strom später durch F_t fließen muss und sich kein direkter Kontakt zwischen dem Supraleiter und der abschließenden Zuleitung ausbildet (siehe Abbildung 3.7). Die Schichtfolge von F_t im Überblick: [4 Å Co / 7 Å Pt]₃ / 10 Å Pt. Wie Knepper und Yang [36] berichten, sollte die 12 Å dicke Pt-Zwischenschicht von F_b eine kleinere Koerzitivfeldstärke bewirken als eine 7 Å dicke Pt-Zwischenschicht, wie sie im oberen Ferromagneten verwendet wurde.

Der elektrische Stromkreis wird im letzten Schritt durch eine ca. 100 Å dicke Platinschicht geschlossen. Der Strom fließt zwischen den Ansatzpunkten **1** und **2** (Abbildung 3.6) der 4-Punkt-Messung zuerst durch den unteren Ferromagneten F_b und anschließend spinpolarisiert in den Supraleiter. Von dort aus fließt er weiter durch den oberen Ferromagneten F_t in die Zuleitung aus

Platin zum zweiten Spannungsabgriff. Die gewünschte Schichtfolge ist grafisch in Abbildung 3.4 dargestellt:

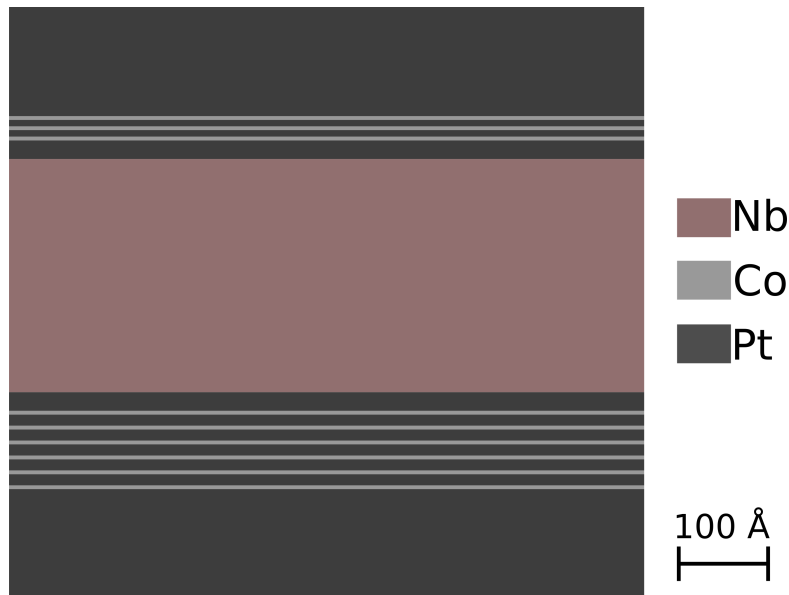


Abbildung 3.4: Maßstabsgetreues Modell der F/S/F-Schichtfolge: $120 \text{ \AA Pt} / [4 \text{ \AA Co} / 12 \text{ \AA Pt}]_6 / 8 \text{ \AA Pt} / d_{Nb} / 20 \text{ \AA Pt} / [4 \text{ \AA Co} / 7 \text{ \AA Pt}]_3 / 10 \text{ \AA Pt} / 100 \text{ \AA Pt}$.

Trotz der sorgfältigen Vorüberlegungen brauchte es mehrere Versuche, die Struktur tatsächlich wie vorgesehen herstellen zu können. Für die in Abbildung 3.5 gezeigte REM-Aufnahme wurde die Maske der Probe #FSF_131011-1.2 nach Abschluss aller Messungen durch Eintauchen in ein Ultraschallbad entfernt. Die einzelnen Filme sind nicht exakt, wie in Abbildung 3.3, angeordnet, aber dennoch ist kein ungewollter Überlapp entstanden.

Da F_b kleiner dimensioniert ist als S (und somit auch als F_t) und der Überlapp nicht vollständig ist, hat S teilweise Kontakt mit F_b und F_t , teilweise aber auch nur mit F_t und dem Substrat (siehe Abbildung 3.6 unten). Die Probe besitzt am Kontakt selbst also einen F/S/F-Teil und einen S/F-Teil, wobei man für den F/S/F-Teil eine niedrigere supraleitende Sprungtemperatur erwartet.

Um eine genauere Analyse der Schichtenfolge und des nanostrukturierten Kontakts zu bekommen, wurde mittels fokussiertem Ionenstrahl (FIB) ei-

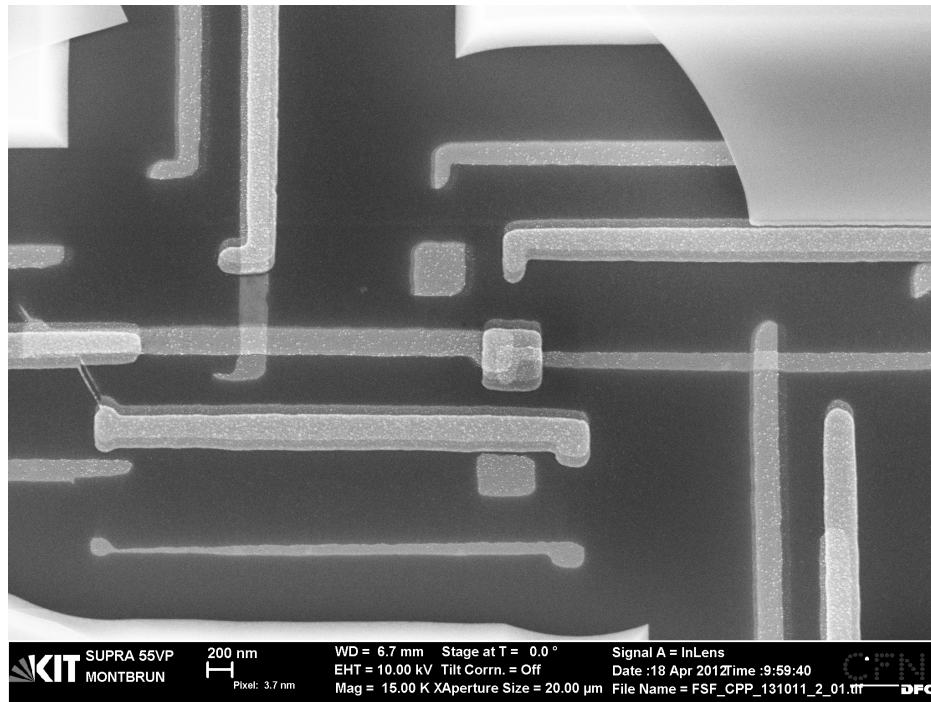


Abbildung 3.5: REM-Bild der Probe #FSF_131011_1_2 nach der Entfernung der Aufdampfmaske im Ultraschallbad. Die Struktur entspricht den Anforderungen an die CPP-Geometrie. Insbesondere gibt es an keiner Stelle Überlappungen, die zu ungewollten Strompfaden führen würden.

ne den Kontakt beinhaltende Lamelle aus der Probe #FSF_291111_1_2 herauspräpariert und mit einem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) untersucht. Die Aufnahme, die in Abbildung 3.7 zu sehen ist, wurde im STEM-HAADF (scanning transmission electron microscope - high-angle annular dark field) Modus aufgenommen und erlaubt durch die unterschiedliche Kontrastierung der einzelnen Elemente eine einfache Unterscheidung der aufgedampften Schichten. Im linken Bildteil erkennt man den Pt-Puffer mit F_b , der ab etwa der Hälfte des Kontakts endet. Über der 275 Å dicken Nb-Schicht ist in der linken Hälfte des Kontakts der obere Ferromagnet F_t zu sehen, in der rechten Bildhälfte zusätzlich noch die Pt-Zuleitung. Entlang der vertikal eingezeichneten Linie in der Mitte des Kontakts wurde energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX, energy dispersive X-ray spectroscopy) durchgeführt. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 3.8. Ab etwa 10 nm fällt das Si-Signal des Substrats zugunsten des Pt-Signals der Pufferschicht ab. Wegen der leichten Rauheit der Schichten war es nicht möglich, die einzelnen Co-Schichten aufzulösen, aber ab etwa 20 nm ist ein leichter Abfall des Pt-Signals

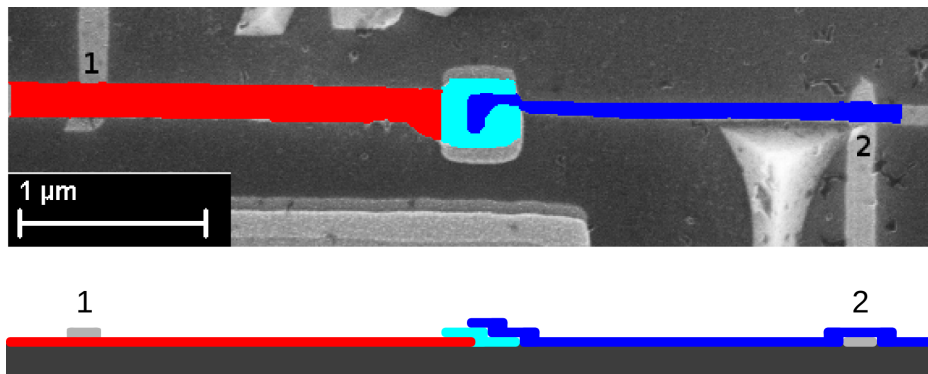


Abbildung 3.6: Skizze zur Verdeutlichung der CPP-Struktur inklusive Seitenansicht. Das REM-Bild der Abbildung 3.5 wurde hierzu zwischen den Punkten 1 und 2 mit den Farben aus Abbildung 3.3 eingefärbt. In der unten dargestellten Seitenansicht ist zu erkennen, dass $S + F_t$ (cyan) teilweise auf F_b (rot) und teilweise direkt auf Si (dunkelgrau) liegen.

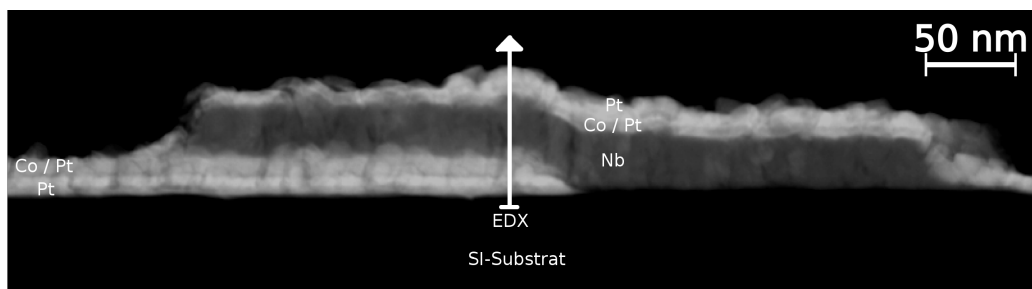


Abbildung 3.7: TEM-Aufnahme des F/S/F-Kontakts der Probe #FSF_291111.1_2 (STEM-HAADF-Modus)

mit gleichzeitigem Anstieg des Co-Signals erkennbar (untere ferromagnetische Schicht aus Co/Pt). Das Nb-Signal konnte durch die Rauheit und durch eine leichte Verkipfung der Lamelle nicht exakt aufgelöst werden und liefert eine Halbwertsdicke von ca. 30 nm (es wurden 27.5 nm aufgedampft). Im weiteren Verlauf steigen das Pt- und Co-Signal wieder an, wobei letzteres erwartungsgemäß nicht so stark ist wie im unteren Teil der Probe. Durch die hohe Rauheit der Probe ist die obere Co/Pt-Schicht von der Pt-Deckschicht kaum zu unterscheiden.

Um einen direkten Vergleich zwischen erwarteter und tatsächlicher Schichtfolge zu bekommen, wurde das maßstabgetreue Bild (Abbildung 3.4) mit der TEM-Aufnahme übereinandergelegt (Abbildung 3.9). Es ergibt sich eine

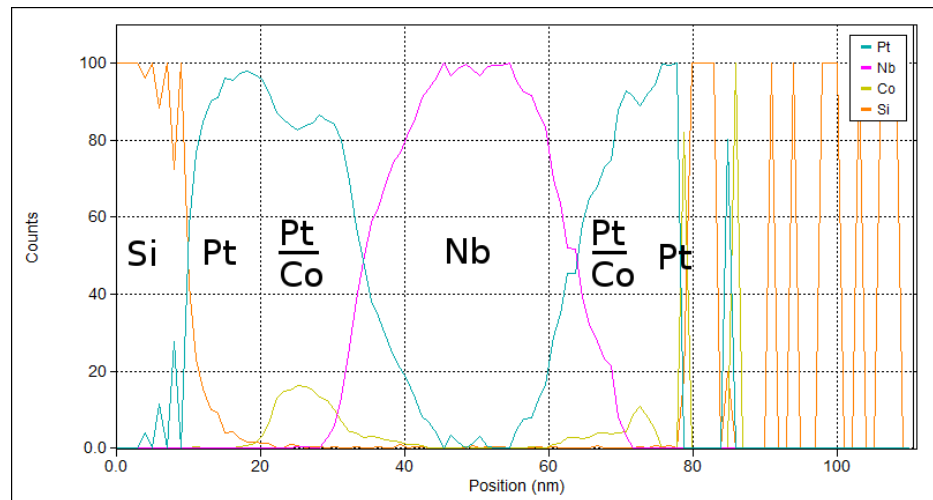


Abbildung 3.8: Entlang der in Abbildung 3.7 eingezeichneten Linie durchgeführte Röntgenspektroskopie (EDX).

durchaus zufriedenstellende Übereinstimmung.

An dieser Stelle wird näher darauf eingegangen, dass der Stromfluss nicht exakt einer CPP-Geometrie entspricht, da ein Teil des Stroms auch entlang der Niob-Schicht fließen wird. Der tatsächliche Pfad des Stroms ist sehr komplex, auch deshalb, weil im Temperaturbereich supraleitender Übergänge Teile der Niob-Schicht supraleitend sind und andere Teile normalleitend. Dazu wäre eine Finite-Elemente-Simulation nötig, um den exakten Pfad des Ladungstransports zu bestimmen. Dies konnte allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr vorgenommen werden.

Eine Verbesserung der Struktur dahingehend, dass der S/F-Teil des Nanokontakts am rechten Rand in Abbildung 3.7 entfernt wird, würde einen Ladungstransport durch die Schichten hindurch und somit eine echte CPP-Geometrie hervorrufen. Dies erfordert allerdings eine mit großem Aufwand verbundene Änderung der Struktur und war, wie in Kapitel 4.1.1 erläutert wird, nicht notwendig.

Zur elektrischen Kontaktierung der nanostrukturierten Proben stand ein Wirebonder der Firma *Mech-El* zur Verfügung. Als Bond-Draht wurde ein AlSi-1%-Draht mit einer Dicke von $32\ \mu\text{m}$ benutzt. Eine fertig kontaktierte Probe ist in Abbildung 3.10 zu sehen: Von den bereits kontaktierten $250 \times 250\ \mu\text{m}^2$ großen Kontaktfeldern gehen die größeren der Zuleitungen zur Mitte, wo sich

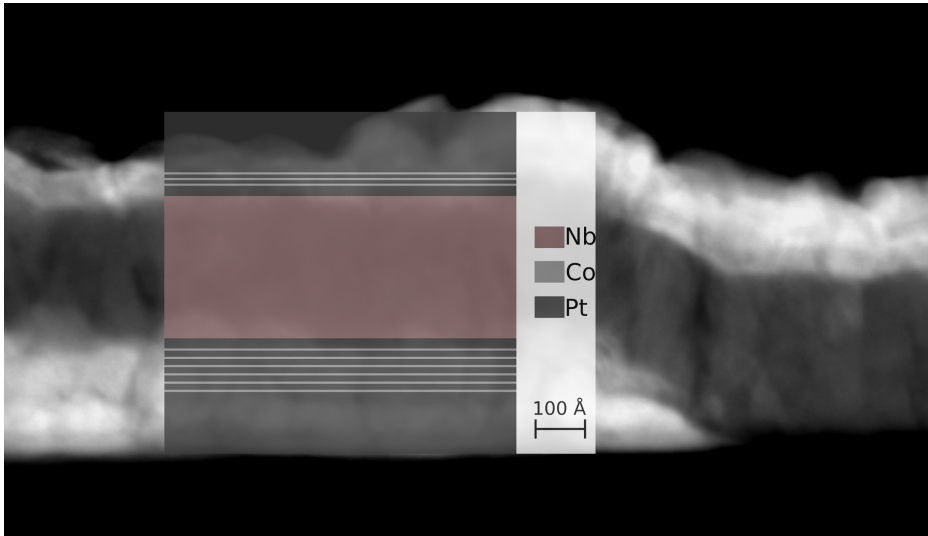


Abbildung 3.9: Erwartete (Abbildung 3.4) und tatsächliche Schichtfolge im direkten Vergleich. Die Übereinstimmung ist trotz der großen Rauheit recht gut.

die kleineren Zuleitungen und der nanostrukturierte Kontakt befinden. Die Asymmetrie in den Kontaktfeldern ist bewusst gewählt, um die Orientierung des Substrats selbst mit bloßem Auge erkennbar zu machen.

Da in den anfänglichen Designs immer wieder ungewollter Überlapp der F- und S-Schichten entstanden war, wurde auf das selbe Substrat, auf das die F/S/F-Strukturen und die Struktur für den Hall-Effekt (vgl. Kapitel 4) lithografiert wurden, zusätzlich eine Referenzstruktur geschrieben, die in Abbildung 3.11 dargestellt ist. Die Geometrie unterscheidet sich von der F/S/F-Geometrie nur in einer fehlenden quadratischen Öffnung, durch die der Supraleiter und F_t aufgedampft wird. So entsteht ein Kontakt zwischen dem unteren Ferromagneten F_b und der Pt-Zuleitung N. Die Messungen an den Referenzstrukturen geben erste Hinweise darauf, ob die Herstellung der nanostrukturierten Proben erfolgreich war. Tritt z. B. ein supraleitender Übergang in der Referenzstruktur auf, oder ist gar keine Leitung vorhanden, lässt dies sehr schnell auf einen Fehler in der Herstellung schließen. Außerdem lassen sich durch den Vergleich der Messungen an den nanostrukturierten F/S/F-Proben und der Referenzstruktur ermitteln, welche Signale aus dem F/S/F-Kontakt selbst und welche aus den Zuleitungen kommen.

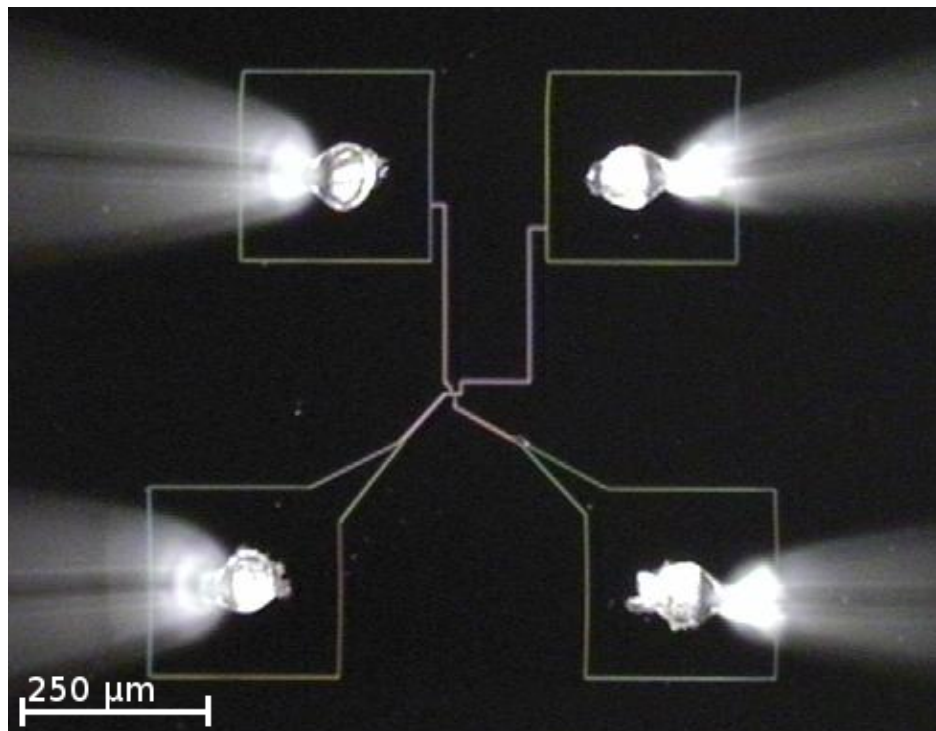


Abbildung 3.10: Bild einer kontaktierten nanostrukturierten Probe im optischen Mikroskop.

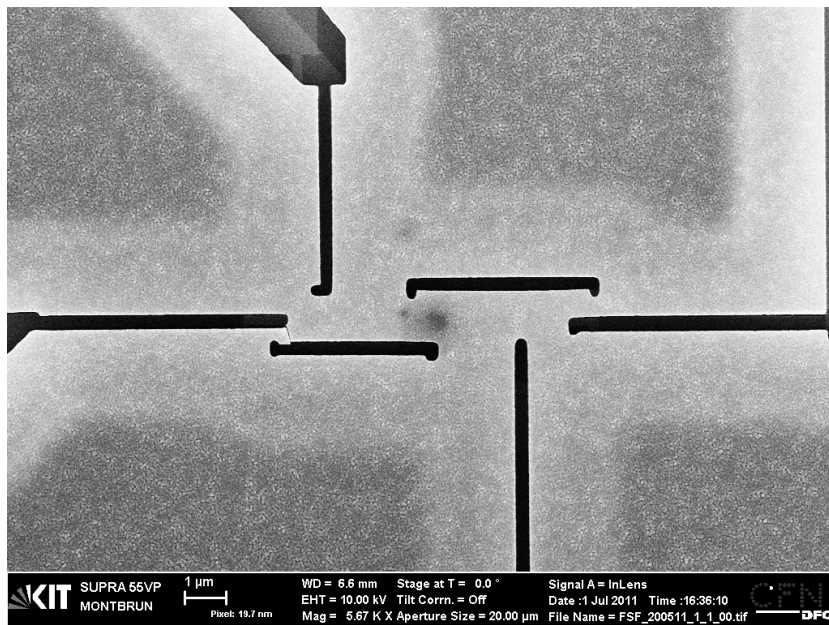


Abbildung 3.11: Elektronenmikroskopaufnahme einer Si_3N_4 -Maske der Referenzstruktur. Im Vergleich mit der Struktur in Abbildung 3.2 wird deutlich, dass nur die quadratische Öffnung in der Mitte fehlt, weshalb ein FN-Kontakt entsteht (F_b -Pt). Außerhalb der 4-Punkt-Messung entsteht die selbe Schichtfolge wie bei den F/S/F-Proben.

3.2 Herstellung unstrukturierter Proben (CIP-Konfiguration)

Die Substrate für Proben der CIP-Konfiguration wurden, wenn möglich, neben denen der CPP-Proben auf dem selben Halter in der UHV-Aufdampf-anlage befestigt, um die selbe Schichtfolge und -dicke zu erhalten.

Als Substrat diente ein Si(100)-Wafer, der in ca. $1 \times 1 \text{ cm}^2$ große Stücke geschnitten wurde. Zur Reinigung von nativen Oxiden wurden die Stücke für wenige Minuten in die o. g. BHF-Lösung gehalten und anschließend mit Wasser gespült. Auch hier erfolgt der Einbau in die UHV-Kammer möglichst zeitnah, um Oxidation zu unterdrücken.

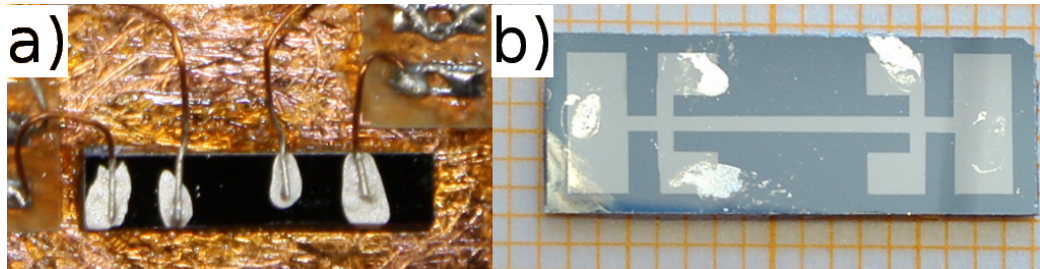


Abbildung 3.12: a) Kontaktierte Probe #FSF_131011_1.4 in CIP-Konfiguration b) CIP-Struktur zur gleichzeitigen Messung von Hall-Effekt und Probenwiderstand (Probe #FSF_020312_1.4)

In Abbildung 3.12 sind zwei Typen der Proben in CIP-Konfiguration dargestellt. Der Maßstab ist für beide gezeigten Proben gleich (vgl. mm-Papier in Abbildung 3.12 b)). Probe *a*) wurde ohne Maske aufgedampft und anschließend in die passende Form gebrochen. Probe *b*) wurde durch eine funkenrodierte Cu-Maske aufgedampft. Sie erlaubt durch ihre Geometrie eine gleichzeitige Messung des Hall-Widerstands und des longitudinalen Widerstands. Da die Maske sehr groß ist, konnte kein gleichzeitiges Aufdampfen dieser Proben mit den nanostrukturierten Proben erfolgen. Die Schichtfolge, die Schichtdicken und ebenfalls die Aufdampfraten und -temperaturen sind aber identisch zu denen der anderen Proben.

3.3 Magnetisierungsmessung

Die Magnetisierungskurve $M(B)$ einer Co/Pt-Nb-Co/Pt-Probe ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Das externe Magnetfeld war senkrecht zu den metallischen Filmen orientiert und der lineare Beitrag des Probenhalters wurde bereits abgezogen. An den fast senkrecht verlaufenden Stufen der beiden Schichten, deren Koerzitivfeldstärken bei $\mu_0 H_{coerc1} \approx \pm 0.5$ T und $\mu_0 H_{coerc2} \approx \pm 0.7$ T liegen, lässt sich folgern, dass die leichte Achse der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene steht. Die Asymmetrie der beiden sichtbaren Stufen kommt daher, dass der untere Ferromagnet F_b die doppelte Co-Schichtanzahl enthält wie der obere Ferromagnet F_t . Durch leichte Veränderungen der Pt-Zwischenschichten wurde die Differenz der Koerzitivfeldstärken und somit das bei $\mu_0 H \approx 0.6$ T sichtbare Plateau vergrößert (vgl. Kapitel 3.1).

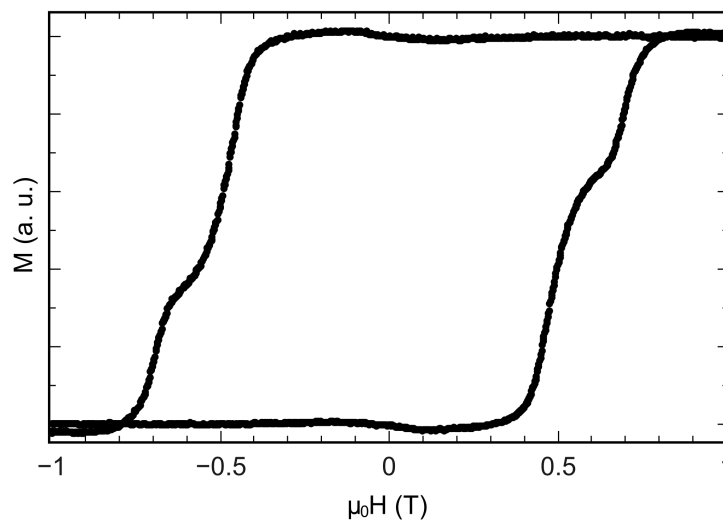


Abbildung 3.13: Magnetisierung der Co/Pt-Nb-Co/Pt-Probe #FSF_070411.2. Die Messung wurde bei $T = 10$ K in einem VSM-Magnetometer durchgeführt. Die Probe war senkrecht zum äußeren Magnetfeld orientiert und der lineare Beitrag des Probenhalters wurde abgezogen.

Die in Abbildung 3.13 dargestellte Magnetisierungsmessung $M(B)$ dient nur als Beispiel. Bei allen weiteren Proben wurde auf $M(B)$ aus dem anomalen Hall-Effekt geschlossen (siehe Kapitel 4).

3.4 Kryostat

Alle Widerstands- und Hall-Effekt-Messungen fanden in einem ^4He -Kryostat mit 1K-Stufe und supraleitendem Magneten mit $\mu_0 H_{max} = 5 \text{ T}$ statt. Der Temperaturbereich für die Messungen liegt zwischen 1.5 und 30 K. Abkühl- bzw. Aufwärmkurven können bis 300 K aufgenommen werden.

An dem verwendeten ^4He -Bad Kryostat [40] wurden in dieser Arbeit kleine Änderungen bezüglich der thermischen Ankopplung vorgenommen, die an dieser Stelle erwähnt werden sollen, da eine thermische Stabilität zwischen den Proben und dem Thermometer die Hauptvoraussetzung ist, um kleine Unterschiede zwischen den kritischen Temperaturen für parallele und antiparallele Magnetisierungseinstellungen exakt messen zu können. Mittels der 1K-Stufe wird der Probenhalter gekühlt. Da sich der Heizer direkt darunter befindet, ist sichergestellt, dass sich kein Temperaturgradient über die Länge des restlichen Halters ausbildet. Zwischen Heizer und Proben befindet sich außerdem ein Stecksockel mit den elektrischen Kontakten, sodass die Proben sich durch die Strahlungswärme des Heizers ebenfalls nicht erwärmen können.

Die notwendige Temperaturstabilität lässt sich dadurch erzeugen, dass an der 1K-Stufe gepumpt und gleichzeitig der Probenhalter im thermisch vom He-Bad abgekoppelten Probenvolumen geheizt wird. So lassen sich Temperaturen mit einer Schwankung von $\simeq 0,1 \text{ mK}$ über längere Zeit halten.

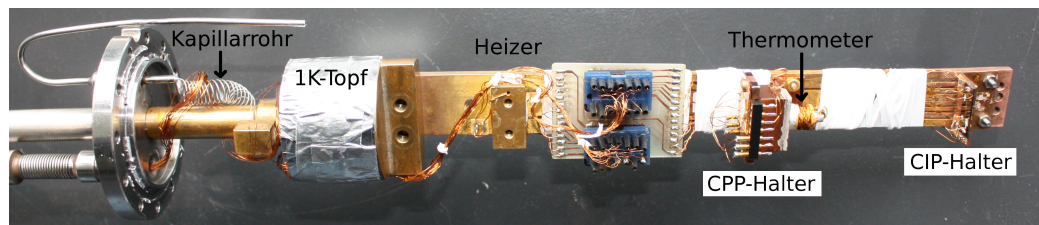


Abbildung 3.14: Probenhalter

In Abbildung 3.14 sieht man den unteren Teil des Probenstabs mit 1K-Stufe, Heizer, Kontakten, Thermometer und den beiden Haltern für die CPP- bzw. CIP-Proben. Das Thermometer wurde in den Kupferblock geschraubt, auf dem die CPP-Proben mit ihrem speziell zugeschnittenen Halter befestigt werden. Diese Anordnung verspricht eine gute Ankopplung zwischen CPP-Proben und Thermometer.

Die CIP-Proben können auf einem Kupferwinkel befestigt werden, der weiter entfernt auf dem mit CIP-Halter bezeichneten Platz angeschraubt wird.

Diese räumliche Entfernung zwischen CIP-Probe und Thermometer bewirkt Temperaturdifferenzen bei zu schneller Temperaturänderung. Die Einzelheiten der Messung werden in Kapitel 3.6 wiedergegeben.

3.5 Probenhalter

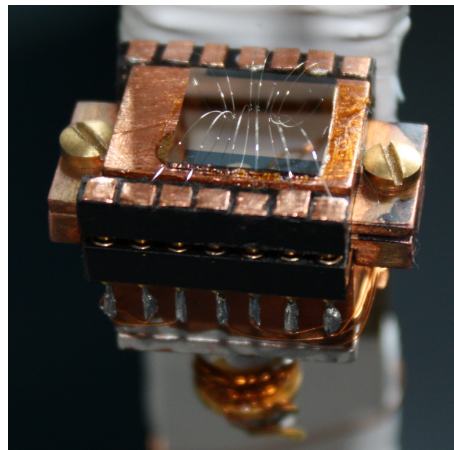


Abbildung 3.15: Bild des am Probenstab befestigten Halters für die CPP-Proben. Zu erkennen ist eine Probe, auf der Strukturen für Messungen in CPP-Geometrie, Referenzmessungen und Hall-Effekt-Messungen mit dem Probenträger durch Bond-Drähte verbunden sind. An der Unterseite ist das Thermometer zu sehen.

Der speziell auf die CPP-Proben zugeschnittene Probenträger besteht aus einem kleinen Kupferblock, der in einen IC-Sockel eingepasst wurde. Die Probe wird mittels eines geeigneten Klebers (Fa. *GVL Cryoengineering* IMI 7031 Varnish) befestigt und, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, mittels Wirebonder kontaktiert. Der Träger wird anschließend in den CPP-Halter (Abbildung 3.14) gesteckt und mit zwei Schrauben fixiert.

Der Halter, auf dem alle in dieser Arbeit gemessenen CIP-Proben befestigt wurden, besteht aus einem einfachen Kupferwinkel, der über Schrauben mit dem Probenstab verbunden wurde. Die Proben werden, ebenso wie die CPP-Proben, mit dem für tiefe Temperaturen geeigneten Kleber (sehr dünn aufgetragen) festgeklebt und mit Leitsilber in 4-Punkt-Anordnung kontaktiert.

3.6 Messelektronik und Ablauf der Messungen

Die Messungen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, folgten alle einer ähnlichen Vorgehensweise. Nach der Bestimmung der Koerzitivfeldstärken H_{coerc} der Proben (Messung des anomalen Hall-Effekts bei $T = 10$ K) wurden die magnetischen Zustände (parallel oder antiparallel) der Schichtsysteme eingestellt und die Messung des temperaturabhängigen Widerstands im Nullfeld gestartet. Das Magnetfeld für die supraleitende Magnetspule wird mit einer *IPS-120-10* Magnetstromquelle der Firma *Oxford* erzeugt, die zusätzlich zur manuellen Steuerung eine GPIB (IEEE 488.2) Schnittstelle besitzt und somit eine ferngesteuerte Einstellung erlaubt.

Um die Messungen weitestgehend automatisiert durchführen zu können, wurde ein Messprogramm in der Programmierumgebung *LabView* geschrieben, das neben einer manuellen Messung eine kontinuierliche Temperaturerhöhung in frei wählbaren Grenzen automatisch regelt und dabei alle wichtigen Parameter, wie Probenstrom, Widerstand, Magnetfeld, Temperatur, Temperaturänderung und Zeitpunkt der Messpunkte in einer ASCII-Datei speichert. Für die Temperaturanzeige wurde ein Temperaturcontroller der Firma *Neocera* (*LTC-21*) ausgelesen, zur Steuerung eine ebenfalls über den Rechner ansteuerbare Stromquelle (*Keithley 2400 SourceMeter*) benutzt. Letztere bietet den Vorteil, dass die Temperaturerhöhung in Form einer Heizstromerhöhung sehr kontinuierlich erfolgt und somit genauer geregelt werden kann als eine Temperaturerhöhung mit dem *LTC-21*, über den eine Temperaturstabilisierung und anschließende Erhöhung wesentlich länger dauert.

Der Aufbau des Kryostaten lässt einen gleichzeitigen Anschluss von vier Proben zu. Zusätzlich stehen zwei weitere Anschlüsse zur Verfügung, die eine Hall-Effekt-Messung an zwei der zu messenden Proben ermöglicht. Die Widerstandsmessung kann über eine AC-Widerstandsmessbrücke (*Linear Research LR-700*, $f = 19$ Hz) oder einer Kombination aus DC-Stromquelle (*Keithley 6221 DC and AC Current Source*) und Spannungsmessgerät (*Keithley 2182A Nanovoltmeter*) erfolgen. Bei Messung mittels Wechselstrom werden die einzelnen Proben per Handschalter umgeschaltet, bei den DC-Messungen steht ein *Keithley 2700* mit einer Umschaltkarte (*7708*) und Multiplexerkarte in Van-der-Pauw-Verkabelung (*7700*) zur Verfügung. Letztere erlaubt es, die Strom- und Spannungskontakte beliebig zu vertauschen. Der Vorteil der DC-Messungen liegt also auf der Hand und überwiegt den Nachteil, dass es zu Thermospannungen kommen kann (vgl. Kapitel 4): Das Umschalten der Pro-

ben sowie die genaue Eingabe des zur Messung verwendeten Probenstroms kann über das Messprogramm selbst erfolgen, was eine Messung über entfernte Rechner ermöglicht und somit auch ferngesteuert geschehen kann. Da eine AC-Messung kein abweichendes Messergebnis bezüglich der Übergangstemperaturen zu Tage förderte, wurden fast alle Messungen im DC-Modus getätigt.

Da die Breite des supraleitenden Sprungs der nanostrukturierten Proben üblicherweise im Bereich mehrerer Kelvin liegt, muss für eine Messung, die ein thermisches Gleichgewicht zwischen Probe und Thermometer erfordert, gleichzeitig aber in endlicher Zeit erfolgen soll, die geeignete Rate der Temperaturerhöhung gefunden werden. Nach der Aufmagnetisierung wird die Temperaturrampe bei der niedrigsten Temperatur ($T \approx 1.7$ K) gestartet und mit einer Ramprate von etwa $50 (\pm 30)$ mK/min nach oben geregelt. Wird die Temperaturerhöhung zu groß, kann das Messprogramm automatisch bei einem selbst zu definierendem Schwellenwert die Heizleistung zurückregeln. Eine Messung bis $T = 10$ K dauerte in der Regel zwischen 90 und 120 Minuten. Wie den Messkurven in Kapitel 4.1.1 zu entnehmen ist, reichen diese Parameter aus, um thermische Stabilität zu gewährleisten.

Die unstrukturierten Proben zeigten eine Breite des supraleitenden Übergangs von $\delta T_c \approx 20$ mK und wurden, wie bereits geschildert, weiter vom Thermometer entfernt befestigt als die nanostrukturierten Proben. Daher wurden die Messungen dieser Proben so durchgeführt, dass man die Temperatur, nachdem die Proben entsprechend magnetisiert wurden, knapp unterhalb des Sprungpunktes stabilisierte und dann mit einer Ramprate von ≤ 1 mK/min die Temperatur nach oben regelte. Da eine Steuerung per Computer zu ungenau und langsam war, wurden diese Messungen manuell getätigt. Die für eine Messung benötigte Zeit beträgt bei dieser Messmethode ebenfalls ca. eine bis zwei Stunden, wobei mehr als die Hälfte der Zeit im Temperaturbereich des Übergangs zugebracht wurde.

Für magnetfeldabhängige Messungen wurde das externe Magnetfeld ausschließlich senkrecht zur Probe angelegt, da die leichte Achse der Magnetisierung senkrecht zur Probenebene steht und sich somit die Konfigurationen P und AP einstellen lassen.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Probensätze bestehen aus einem nanostrukturierten und einem unstrukturierten Teil auf Substraten von ca. $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Da im Rahmen der Arbeit auch Testproben hergestellt wurden, die hier nicht behandelt werden, tragen alle F/S/F-Proben zu Beginn die Bezeichnung **#FSF_** gefolgt vom Datum der Herstellung (Tag des Aufdampfvorgangs). Die zweite, darauf folgende Zahl gibt die Nummer des Probenstücks an, da oftmals mehr als ein Substrat zwecks Redundanz bedampft wurde. Die letzte Zahl im Probennamen gibt die genaue Struktur an, wie sie auf dem Substrat vorzufinden ist und an welcher Stelle sie im Elektronenmikroskop lithografiert wurde (vgl. Abbildung 4.1).

An erster Stelle (**1**) wurde immer die Referenzstruktur geschrieben, wie sie in Abbildung 3.11 dargestellt ist und bei allen Messungen auf dem Probenkanal 1 gemessen. Diese Proben tragen trotz des FN-Kontakts (vgl. REM-Bild in Abbildung 4.7) die Bezeichnung “FSF” im Namen, da prinzipiell alle Materialien aufgedampft wurden, aber im Bereich der eigentlichen 4-Punkt-Messung kein S und F_t abgelagert wurde.

Eine **2** (bzw. **2b** als Redundanzstruktur) beschreibt die Probenposition der nanostrukturierten F/S/F-Struktur. Für die Messungen wurde immer Kanal 2 verwendet.

Auf Position **3** befindet sich die mit Kanal 3 gemessene mikrostrukturierte Hall-Effekt-Struktur.

Der letzte zur Verfügung stehende Kanal am Probenstab wurde für die unstrukturierten Proben genutzt, die nicht gebondet werden mussten. Die Bezeichnung dieser Proben endet mit der Nummer **4**.

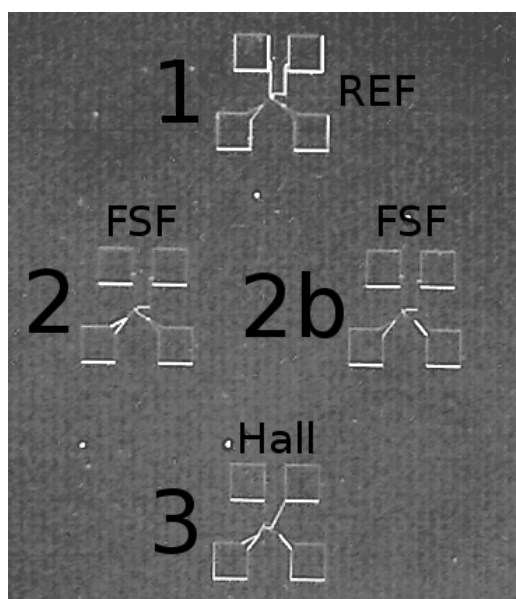


Abbildung 4.1: Anordnung der Strukturen auf einem Substrat (Probe #FSF_240212.1). Die quadratischen Kontaktfelder haben eine Größe von $250 \times 250 \mu\text{m}^2$. Die Referenzstruktur REF wird hier z. B. mit #FSF_240212.1_1 bezeichnet.

In Tabelle 4.1 sind zum besseren Überblick die Niob Schichtdicke, die Koerzitivfeldstärken des unteren Ferromagneten F_b ($\mu_0 H_{coerc1}$) und des oberen Ferromagneten F_t ($\mu_0 H_{coerc2}$) sowie die Übergangstemperaturen bei einer kleinen Stromstärke ($I = 5 \mu\text{A}$) der nanostrukturierten Proben für den P- bzw. den AP-Zustand gezeigt.

Probe	d_{Nb} (Å)	$\mu_0 H_{coerc1}$	$\mu_0 H_{coerc2}$	T_c^{AP} (5 μA)	T_c^P (5 μA)
#FSF_131011.1	300	0.33 T	0.83 T	5.912 K	5.864 K
#FSF_291111.1	275	0.29 T	0.83 T	5.596 K	5.541 K
#FSF_240212.1	250	0.19 T	0.80 T	5.153 K	5.115 K

Tabelle 4.1: Tabellarischer Überblick einiger Eigenschaften der nanostrukturierten Proben. $\mu_0 H_{coerc1}$ bzw. $\mu_0 H_{coerc2}$ gibt das untere bzw. das obere Koerzitivfeld der Probe an.

4.1 Nanostrukturierte Proben

4.1.1 Probe #FSF_131011_1, $d_{\text{Nb}} = 300 \text{ \AA}$

Widerstand im normalleitenden Bereich

Die Probe #FSF_131011_1 besteht aus den in Kapitel 3.1 beschriebenen Ferromagneten mit einer 300 \AA dicken Niob-Schicht in der Mitte. Anhand dieser Probe werden die Messungen und verschiedenen Geometrien (Referenzstruktur, Hall-Effekt-Struktur und F/S/F-Struktur), die bei allen anderen Proben ebenfalls untersucht wurden, im Detail erklärt. Für die Proben mit anderen Dicken sind die Messungen ebenfalls beschrieben, jedoch nicht näher erläutert.

Zur ersten Charakterisierung der Proben wurde eine Messung des Hall-Effekts durchgeführt (Abbildung 4.2 a)). Die Struktur (REM-Bild in Abbildung 4.2 a)), die sich auf dem gleichen Stück des Substrats befindet wie die nanostrukturierten Proben, hat eine Fläche von $30 \times 60 \mu\text{m}^2$. Der Strom fließt zwischen dem linken und rechten Kontakt und die Hall-Spannung wird über die Zuleitungen, die oben und unten an den Längsseiten zu sehen sind, abgegriffen. Dabei liegt, wie in Kapitel 3.6 beschrieben, das externe Magnetfeld H immer senkrecht zur Substratoberfläche.

Da der Hall-Effekt sich aus dem normalen Hall-Effekt $\propto B$ und dem anomalen Hall-Effekt $\propto M(B)$ zusammensetzt, können aus der Messung die Koerzitivfeldstärken, aber nicht die relativen Größen der Magnetisierung gewonnen werden. Ein Vergleich mit der in Abbildung 3.13 dargestellten Magnetisierungsmessung zeigt, dass die untere F-Schicht, die doppelt so viel Kobalt enthält wie die obere F-Schicht, die kleinere Koerzitivfeldstärke hat. Die für die Probe #FSF_131011_1.3 leicht unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken kommen aus veränderten Pt-Zwischenschichtdicken, die das Plateau des AP-Zustands etwas vergrößern.

In Abbildung 4.2 b) ist die Änderung des anomalen Hall-Widerstands nach Abzug des Signals des normalen Hall-Widerstands dargestellt. Zusätzlich sind die Magnetisierungseinstellungen der P- und AP-Zustände an der entsprechenden Position angedeutet. Das Magnetfeld wurde kontinuierlich von $\mu_0 H = +1.5 \text{ T}$ bis $\mu_0 H = -1.5 \text{ T}$ verändert und anschließend wieder zurück zu $+1.5 \text{ T}$. Da bei $\mu_0 H = 0$ das Signal des anomalen Hall-Effekts genauso groß ist wie bei hohen positiven Feldern, wird gefolgert, dass die leichte Achse der Magnetisierung wie gewünscht senkrecht zur Schichtebene liegt.

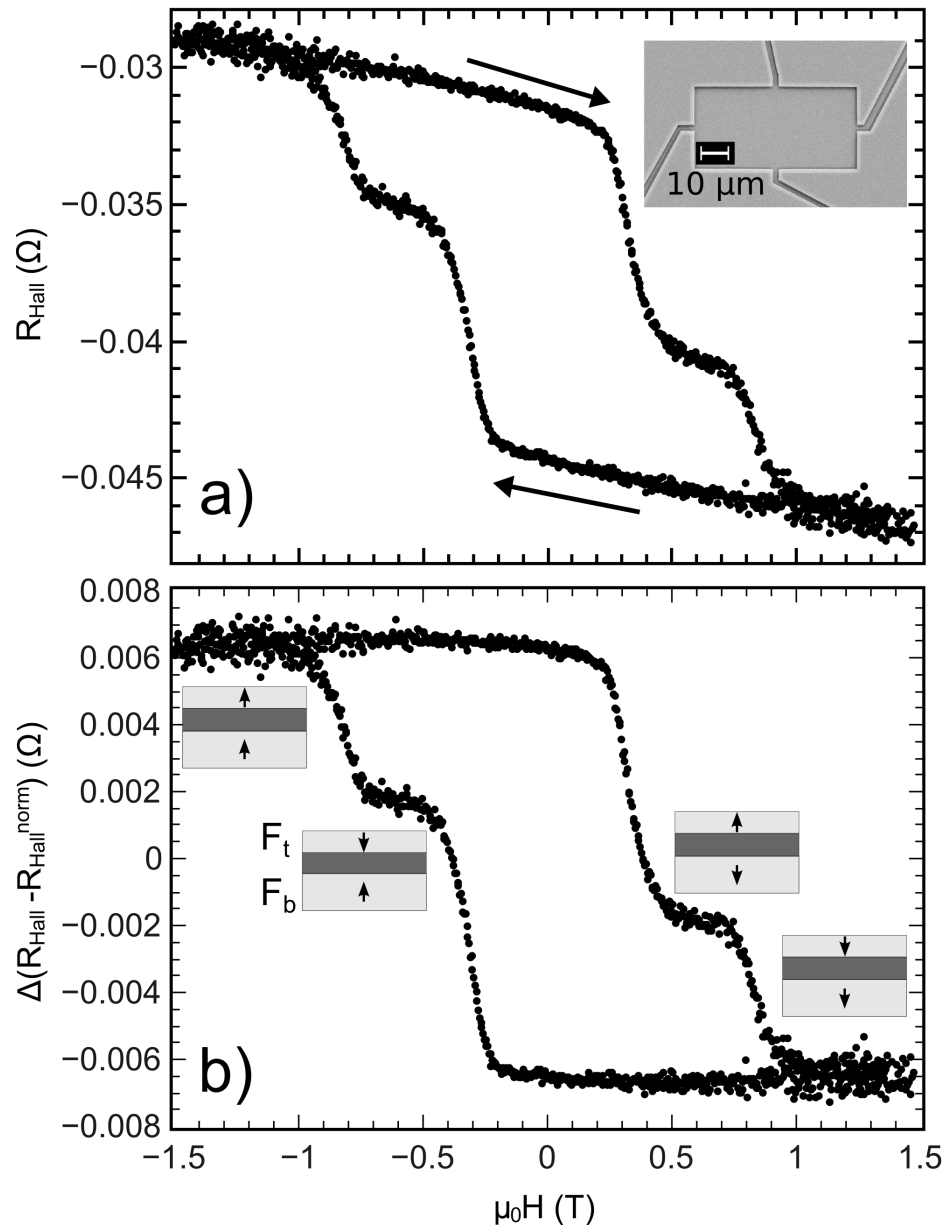


Abbildung 4.2: a) Hall-Widerstand der Probe #FSF_131011_1.3. Der Probenstrom beträgt $I = 300 \mu\text{A}$. Rechts oben ist ein REM-Bild der mikrostrukturierten Hall-Effekt-Geometrie abgebildet. b) Hallwiderstand ΔR_{Hall} des anomalen Hall-Effekts nach Abzug des normalen Hall-Effekts. Die P- bzw. AP-Zustände sind durch die Pfeile in den Skizzen dargestellt.

Beginnt man die Messung bei ∓ 1.5 T und verändert die Feldstärke bis zu ± 1.5 T, so zeigt sich bei einer Feldstärke von $\mu_0 H \approx \pm 0.35$ T jeweils eine sehr ausgeprägte Stufe, die etwa doppelt so groß ist wie eine zweite Stufe, die bei $\mu_0 H \approx \pm 0.85$ T zu sehen ist. Zwischen $\mu_0 H \approx \pm 0.45$ T und $\mu_0 H \approx \pm 0.7$ T zeigt sich jeweils näherungsweise ein Plateau. In diesem Feldbereich stehen die beiden ferromagnetischen Schichten antiparallel zueinander. Um diese antiparallele Ausrichtung zu erzielen, wird das externe Magnetfeld von $\mu_0 H = +1.5$ T kommend nach $\mu_0 H = -0.6$ T gebracht und anschließend zu $\mu_0 H = 0$. So ist es möglich, eine Messung des temperaturabhängigen Widerstands der Probe für eine antiparallele Magnetisierungseinstellung im Nullfeld durchzuführen. Die umgekehrte Konfiguration lässt sich natürlich durch die Veränderung des Magnetfelds von $\mu_0 H = -1.5$ T zu $\mu_0 H = +0.6$ T erreichen. Im weiteren Verlauf der Kurve ist eine Sättigung des Hall-Widerstands und somit der senkrechten Magnetisierung bei $\mu_0 H \approx -1$ T erkennbar. Der zweite Teil der Kurve (Variation von $-1.5 \text{ T} \leq \mu_0 H \leq +1.5 \text{ T}$) zeigt das gleiche, lediglich gespiegelte Verhalten.

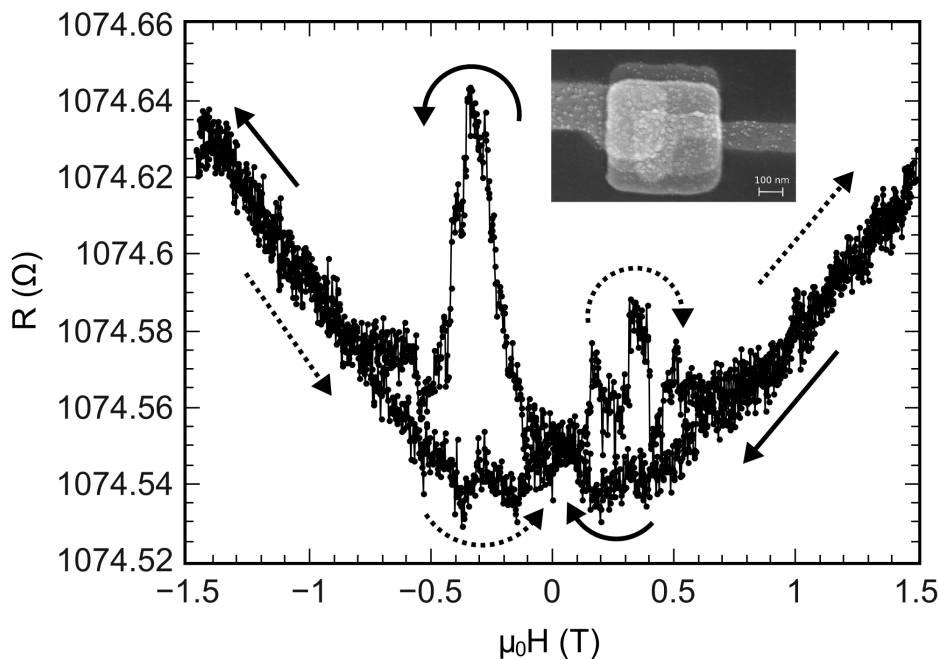


Abbildung 4.3: Magnetwiderstand der Probe #FSF_131011.1.2. Die Messung wurde mit einem Probenstrom von $I = 10 \mu\text{A}$ bei $T = 10$ K aufgenommen. Das REM-Bild zeigt die Nahaufnahme des F/S/F-Kontakts.

Eine Messung des Magnetwiderstands (MR) bei einer Temperatur von $T = 10$ K und einem Probenstrom von $I = 10$ μ A ist in Abbildung 4.3 für die Probe #FSF_131011.1_2 dargestellt. Die durchgehenden Pfeile beschreiben den Verlauf des Widerstands für die Magnetfeldvariation von $\mu_0 H = +1.5$ T bis $\mu_0 H = -1.5$ T, die gestrichelten Pfeile den Verlauf in entgegengesetzter Feldrichtung. Der hohe absolute Wert des Widerstands von $R \approx 1075$ Ω resultiert aus den dünnen, nanostrukturierten Zuleitungen. Von $\mu_0 H = 1.5$ T kommend fällt der Magnetwiderstand zunächst ab, bis er bei kleinen positiven Feldern wieder leicht ansteigt und bei einem negativen Feld von $\mu_0 H \approx -0.35$ T ein deutliches Maximum aufweist. Dieses Maximum verschwindet bei etwa $\mu_0 H = -0.5$ T. Zwischen -0.6 T $\geq \mu_0 H \geq -0.8$ T ist zunächst ein sehr schwaches Plateau zu sehen, bevor im weiteren Verlauf der Widerstand wieder nahezu linear ansteigt. Für die andere Richtung der Feldänderung (-1.5 T $\rightarrow +1.5$ T) sieht der Verlauf ungefähr spiegelbildlich aus, allerdings ist das Maximum im positiven Feldbereich zwischen $\mu_0 H \approx 0.2$ T und $\mu_0 H \approx 0.5$ T nicht so stark ausgeprägt wie für den negativen Feldbereich.

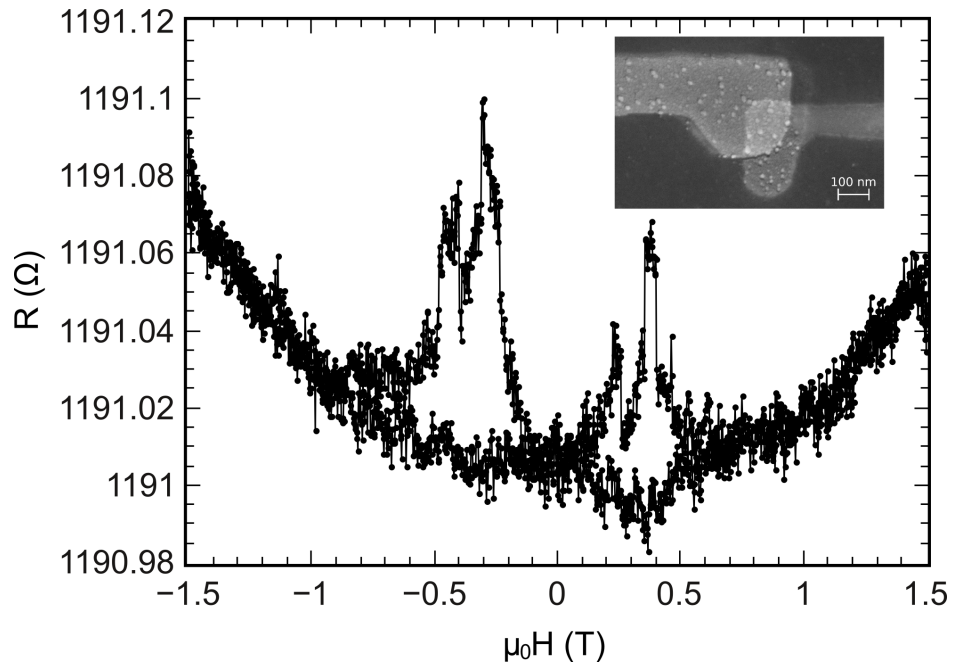


Abbildung 4.4: Magnetwiderstand der Referenzprobe #FSF_131011.1_1. Die Messung wurde mit einem Probenstrom von $I = 10$ μ A bei $T = 10$ K durchgeführt. Das REM-Bild (Inset) zeigt die Aufnahme des F/N-Kontakts.

Eine Vergleichsmessung an der Referenzprobe #FSF_131011_1_1 (Abbildung 4.4) zeigt das gleiche Verhalten wie die F/S/F-Probe. Da diese Probe im Kontaktbereich lediglich aus F_b und Pt besteht, also einen F/N-Kontakt darstellt, kann der Riesenmagnetwiderstandseffekt als Ursache für die auftretenden Maxima ausgeschlossen werden. Die Feldstärken der Maxima befinden sich aber augenscheinlich im Bereich der jeweiligen Koerzitivfelder von F_b . Beim Ummagnetisieren der ferromagnetischen Schichten kommt es zunächst zur Bildung magnetischer Domänen, was zu einer Erhöhung des Widerstands aufgrund von Streuung der Elektronen an Domänenwänden führt [41, 42]. Der im Vergleich zu den F/S/F-Proben höhere Absolutwiderstand der Referenzprobe ist durch die kleinere Kontaktfläche zu erklären.

Supraleitende Transporteigenschaften

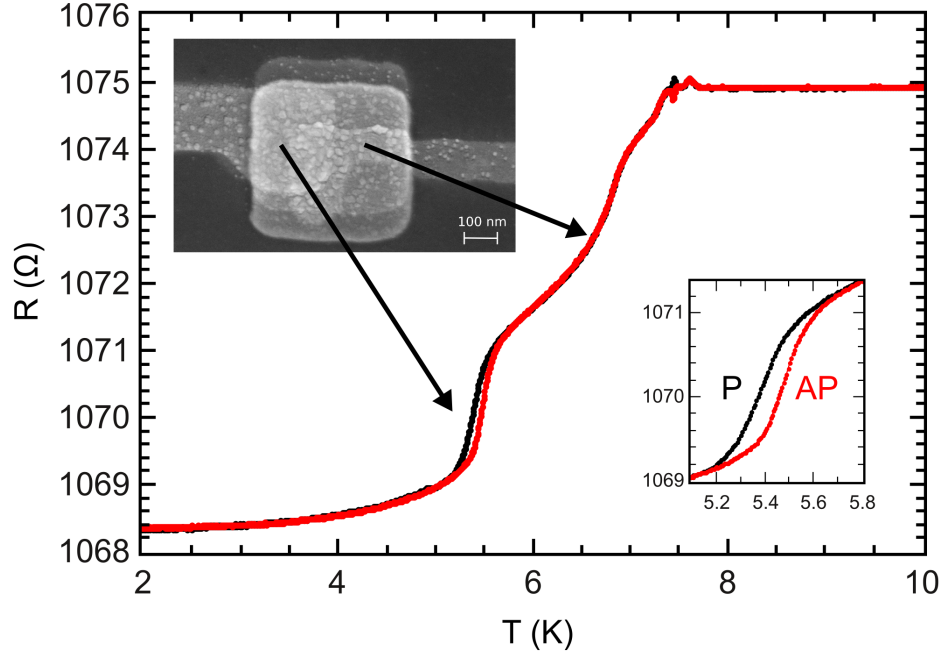


Abbildung 4.5: Widerstand $R(T)$ der Probe #FSF_131011.1.2 ($I = 15 \mu\text{A}$) für antiparallele (AP) und parallele (P) Magnetisierung der beiden F-Schichten. Die Pfeile markieren die Widerstandsänderung durch den F/S/F-Teil (unterer Sprungpunkt) und den S/F-Teil der Probe (oberer Sprungpunkt). Der untere Inset zeigt die Aufspaltung der supraleitenden Übergänge des F/S/F-Kontakts im Detail ($\Delta T_c^{AP-P} \approx 80 \text{ mK}$).

Abbildung 4.5 zeigt eine Messung des Widerstands R in Abhängigkeit der Temperatur T für die Probe #FSF_131011.1.2 ($d_{Nb} = 300 \text{ \AA}$) bei einem Probenstrom von $I = 15 \mu\text{A}$. Zu erkennen ist ein absoluter Widerstand von $R_0 \approx 1068.3 \Omega$, der sich aus den normalleitenden Zuleitungen zwischen den Spannungsabgriffen der 4-Punkt-Messung ergibt. Die Elektronenmikroskopaufnahme (Inset) zeigt den nanostrukturierten Kontakt im Detail. Die eingezeichneten Pfeile weisen auf zwei deutlich voneinander getrennte Sprungtemperaturen, wobei die untere dem F/S/F-Teil der Probe und die obere dem S/F-Teil der Probe zugeschrieben wird (vgl. Kapitel 3.1).

Zunächst wurde die Probe in $\mu_0 H = +1.5 \text{ T}$ aufmagnetisiert (parallele (P) Magnetisierungseinstellung, vgl. Abbildung 4.2), anschließend die Messung des Widerstands $R(T)$ bei $T < 2 \text{ K}$ gestartet und bei $T = 10 \text{ K}$ (also über

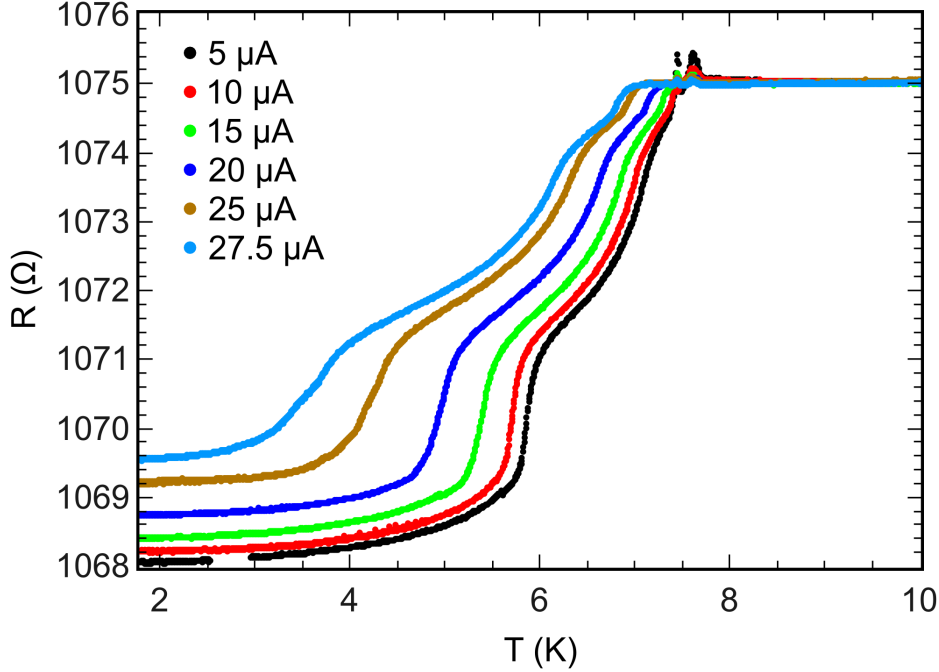


Abbildung 4.6: Widerstand $R(T)$ der Probe #FSF_131011_1_2 bei verschiedenen Probenströmen im P-Zustand. Die Kurven wurden auf der Ordinate um maximal ca. 0.4Ω gegeneinander verschoben, damit sie im normalleitenden Zustand aufeinander liegen.

$T_c^{Bulk} = 9.2 \text{ K}$ gestoppt (schwarze Kurve). Danach wurde der untere Ferromagnet in einem externen Feld von $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ ummagnetisiert, wodurch die beiden F-Schichten antiparallel (AP) zueinander ausgerichtet sind. Die Messung des Widerstands erfolgte mit den selben Parametern wie zuvor. Zur Bestimmung der kritischen Temperaturen des Supraleiters T_c wurde die Temperatur ermittelt, bei dem der Widerstand 50 % der Sprunghöhe erreicht hat. Der Unterschied zwischen T_c im P-Zustand und im AP-Zustand wird mit ΔT_c^{AP-P} bezeichnet.

Der supraleitende Übergang bei der höheren kritischen Temperatur $T_c \approx 6-7 \text{ K}$ sollte unabhängig von der AP- oder P-Konfiguration sein. Die bestehende Übereinstimmung bestätigt, dass die Proben im thermischen Gleichgewicht vermessen wurden. Die Aufspaltung zwischen AP- und P-Konfiguration, die im Bereich der niedrigeren Sprungtemperatur zu sehen ist mit $T_c^{AP} > T_c^P$ legt den Schluss nahe, dass sich, wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, die paarbrechenden Austauschfelder im antiparallelen Fall aufhe-

ben und die kritische Temperatur des Supraleiters nicht so stark wie im Fall parallel zueinander ausgerichteter Magnetisierungen unterdrücken. Da T_c^{AP} größer ist als T_c^P und in Abbildung 4.3 ebenfalls keine Andeutung für ein GMR-ähnliches Verhalten feststellbar war, deutet dies darauf hin, dass eine Spin-Akkumulation, die eine Unterdrückung von T_c im AP-Fall gegenüber P hervorrufen würde, nicht vorliegt.

Dieses Verhalten der Unterdrückung von T_c^P wurde für verschieden große Messströme gefunden. Die entsprechenden Graphen finden sich im Anhang A.1. Zum besseren Überblick wurden alle $R(T)$ -Messkurven der parallelen Magnetisierungseinstellung in Abhängigkeit des Stroms in Abbildung 4.6 aufgetragen. Die Messungen wurden an verschiedenen Tagen aufgenommen, wodurch die Probe zum Teil sehr großen Temperaturschwankungen ausgesetzt war. Defekte und feine Risse in der Struktur, vor allem in den hochohmigen Zuleitungen, können durch thermische Kontraktion und Expansion entstehen, wodurch sich der "Offset"-Widerstand leicht ändern kann. Eine Verschiebung um maximal ca. 0.4Ω , wie sie hier beobachtet wurde, entspricht einer relativen Änderung von weniger als 0.5% . Daher wurden die $R(T)$ -Kurven so gegeneinander verschoben, dass sie im normalleitenden Zustand übereinander liegen. Die unverschobene $R(T)$ -Kurve ist im Anhang in Abbildung A.6 zu finden. Desweiteren zeigen die Messkurven in Abbildung 4.5 bei $T \approx 7.5 \text{ K}$, also knapp oberhalb der supraleitenden Übergänge, zwei kleine Maxima im Widerstand, die mit größer werdendem Strom abnehmen. Die zugehörige Spannungsänderung ist bei allen Messströmen relativ konstant im Bereich von $U \approx 1.8 \times 10^{-6} \text{ V}$.

Messungen an der Referenzstruktur #FSF_131011_1_1 (Abbildung 4.7) zeigen ausgeprägte Maxima in diesem Temperaturbereich. Die Referenzprobe enthält innerhalb des Bereichs der 4-Punkt-Messung keinerlei Niob, weshalb davon auszugehen ist, dass diese Spannungsmaxima ihren Ursprung außerhalb dieses Bereichs in den Niob enthaltenden Zuleitungen haben müssen.

Eine mögliche Ursache können z. B. thermoelektrische Effekte sein. Testmessungen mit der AC-Messbrücke *LR700* zeigten, dass die Maxima im Fall einer AC-Messung nicht beobachtet wurden (vgl. Abbildung A.7). Für die Interpretation der T_c -Messungen ist wichtig festzuhalten, dass die Lage dieser Maxima unabhängig von der P- oder AP-Konfiguration ist. Für die weitere Diskussion des Spin-Switch-Effekts sind diese Maxima deshalb nicht von Bedeutung.

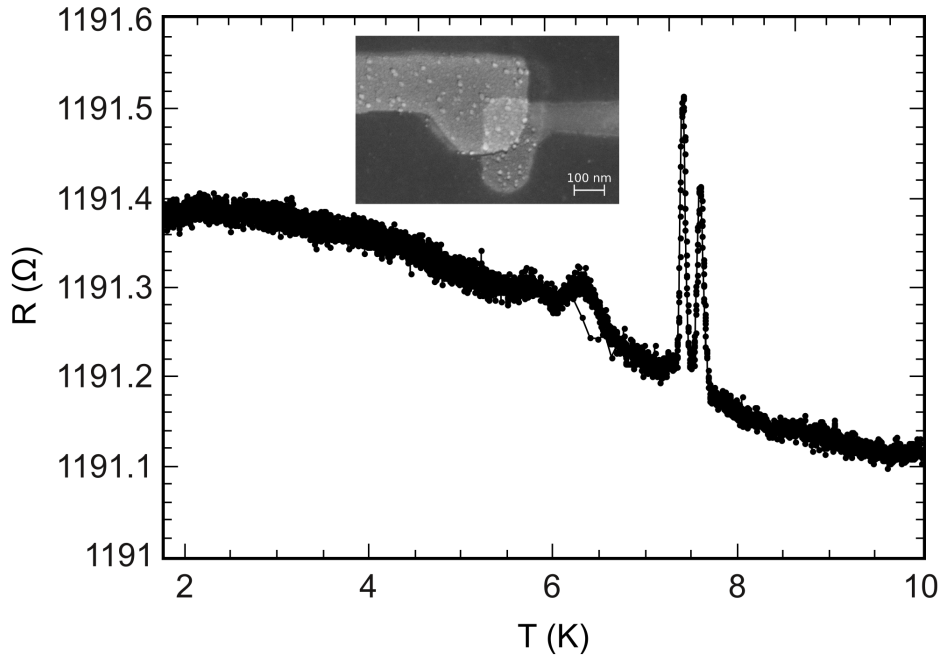


Abbildung 4.7: Widerstand $R(T)$ der Referenzprobe #FSF_131011_1.1 ($I = 10 \mu\text{A}$). Im REM-Bild (Inset) ist der FN-Kontakt für die vorliegende Probe gezeigt.

Die Diskussion der Abhängigkeit der T_c -Kurven vom Strom soll sich aufgrund der Übersichtlichkeit nur auf die gezeigten Daten der Probe #FSF_131011_1.2 mit einer Niob-Schichtdicke von $d_{Nb} = 300 \text{ \AA}$ beschränken (Abbildung 4.6). Die Kurven der anderen nanostrukturierten Proben zeigen ein ähnliches Verhalten und werden in Anhang A.5 ($d_{Nb} = 275 \text{ \AA}$) und Anhang A.6 ($d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$) gezeigt.

Eine nähere Betrachtung der Aufspaltung der kritischen Temperatur des Supraleiters zwischen dem P- und AP-Zustand für den F/S/F-Kontakt der Probe #FSF_131011_1.2 zeigt, dass diese mit steigendem Probenstrom größer wird (vgl. Anhang A.1 und Abbildung 4.5). In Abbildung 4.8 werden die entsprechenden Daten noch einmal zusammengefasst: Die anfängliche Aufspaltung bei einem angelegten Strom von $I = 5 \mu\text{A}$ beträgt ca. 50 mK und wird mit steigendem Strom bis $I = 20 \mu\text{A}$ etwa doppelt so groß. Eine weitere Stromerhöhung auf $I = 27.5 \mu\text{A}$ vergrößert die Aufspaltung um mehr als das Doppelte auf ca. $\Delta T_c^{AP-P} \approx 273 \text{ mK}$.

Wenn es durch die spinabhängige Streuung eine Spin-Akkumulation im AP-Fall an einer der Grenzflächen und damit eine Reduktion von T_c^{AP} geben

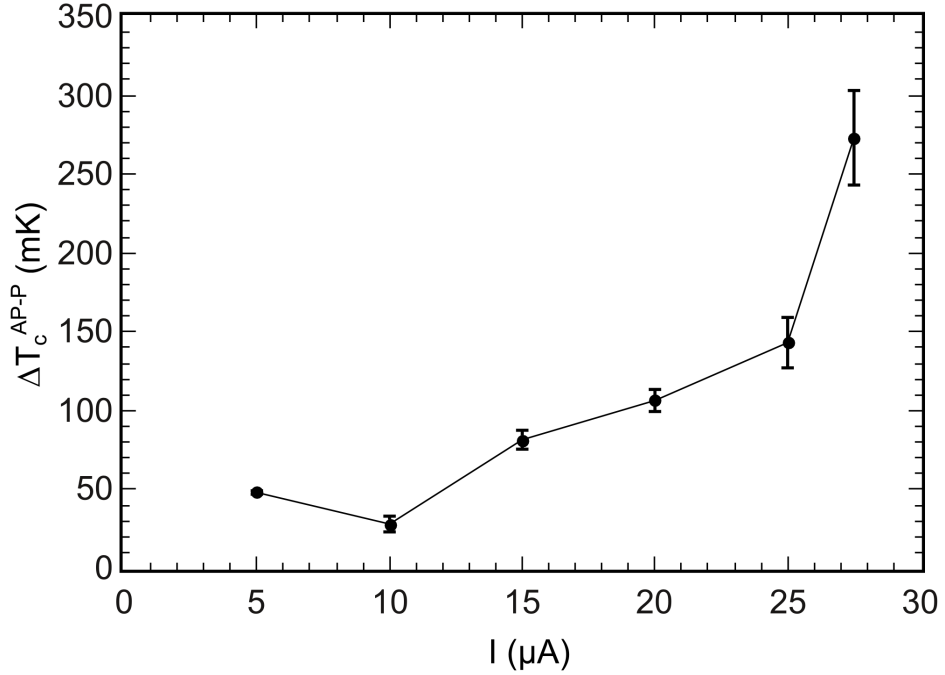


Abbildung 4.8: Aufspaltung ΔT_c^{AP-P} der kritischen Temperaturen des F/S/F-Kontakts der Probe #FSF_131011_1.2 zwischen P- und AP-Zustand für verschiedene Probenströme.

würde, wie auf Seite 8 diskutiert, wäre zu erwarten, dass die Aufspaltung wegen des für kleine Ströme beobachteten Verhaltens $T_c^{AP} > T_c^P$ mit steigendem Strom wieder geringer wird. Das ist, wie die Messungen zeigen, aber eindeutig nicht der Fall. Abbildung 4.9 zeigt die kritische Temperatur T_c für den P- und AP-Zustand als Funktion des angelegten Probenstroms.

Die beiden Datensätze folgen näherungsweise einem Verlauf:

$$T_c(I) = T_{c0} \left(1 - (I_c/I_{c0})^2\right)$$

Dies ist eine deutliche Abweichung von dem in der Ginzburg-Landau(GL)-Theorie vorhergesagten Verlauf. Nach GL hat die kritische Stromdichte folgende Abhängigkeit [43]:

$$\frac{j_c}{j_{c0}} \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \quad (4.1)$$

Also:

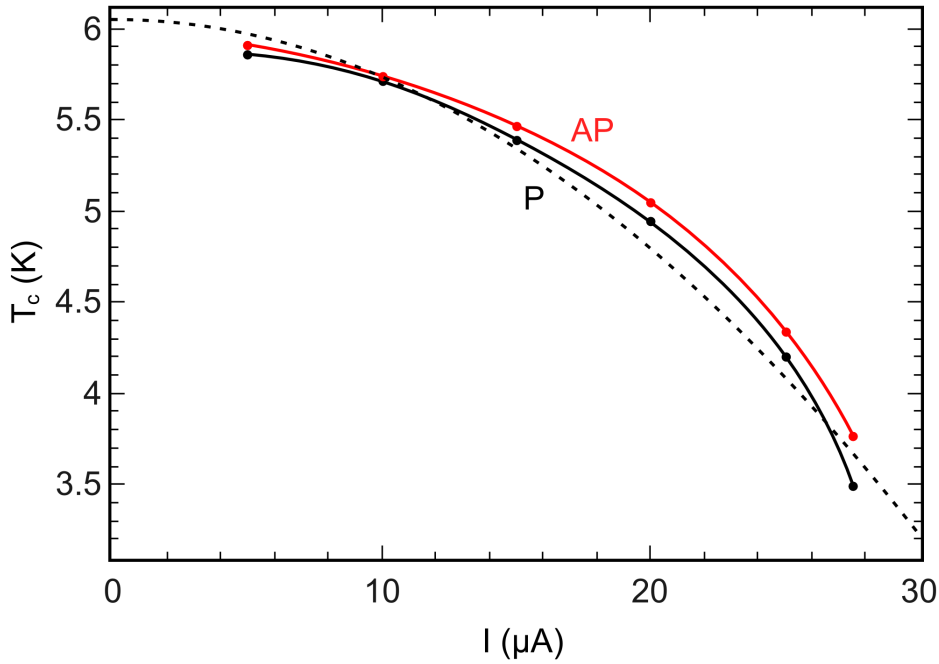


Abbildung 4.9: Kritische Temperatur des F/S/F-Kontakts der Probe #FSF_131011_1_2 für parallele und antiparallele Magnetisierungseinstellung für unterschiedliche Messströme. Die gestrichelte Kurve zeigt einen Fit an die gemessenen P-Daten für Ohmsche Erwärmung: $T_c = T_{c0} - \alpha \cdot I^2$. Die Parameter wurden zu $T_{c0} = 6.05 \pm 0.1$ K und $\alpha = 0.0031 \pm 0.0002$ K/ μA^2 bestimmt.

$$\frac{T}{T_c}(j) \propto 1 - \left(\frac{j_c}{j_{c0}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.2)$$

Die gemessene Abhängigkeit lässt sich durch die Erniedrigung der kritischen Temperatur aufgrund Ohmscher Wärmeleistung [44] beschreiben. Durch eine schlechte Wärmeabfuhr aus dem Kontakt, heizt sich dieser mit steigendem Strom auf, so dass seine Temperatur gegenüber dem Thermometer erhöht wird, was zu einer scheinbaren Verringerung der kritischen Temperatur mit dem dargestellten Verlauf führt. Im Fall nanostrukturierter Kontakte ist dies auch leicht nachzuvollziehen, da die Zuleitungen zum F/S/F-Kontakt sehr hochohmig sind und ein Wärmetransport nur durch das isolierende Substrat und Wärmestrahlung erfolgt.

Eine genauere Betrachtung der Messdaten in Abbildung 4.9 zeigt, dass die Daten nicht genau mit einer Proportionalität $T \propto 1 - I^2$ verlaufen (ge-

strichelte Kurve). Dies liegt natürlich daran, dass zusätzlich T_c auch durch den Strom gemäß der Ginzburg-Landau-Theorie reduziert wird. Wesentlich ist jedoch, dass in jedem Fall ΔT_c mit dem Strom zunimmt. Im Falle von Spin-Akkumulation würde man, wie oben erwähnt, eine Abnahme finden. Deshalb ergeben sich aus den gezeigten Messungen keine Hinweise auf Spin-Akkumulation.

Der Verlauf der Stromabhängigkeit von ΔT_c^{AP-P} ist folglich kein Nicht-Gleichgewichts-Effekt durch spinabhängige Streuung.

Um die hergestellten Proben weiter zu charakterisieren, wurden zusätzlich Widerstandsmessungen als Funktion des Magnetfelds im supraleitenden Bereich durchgeführt.

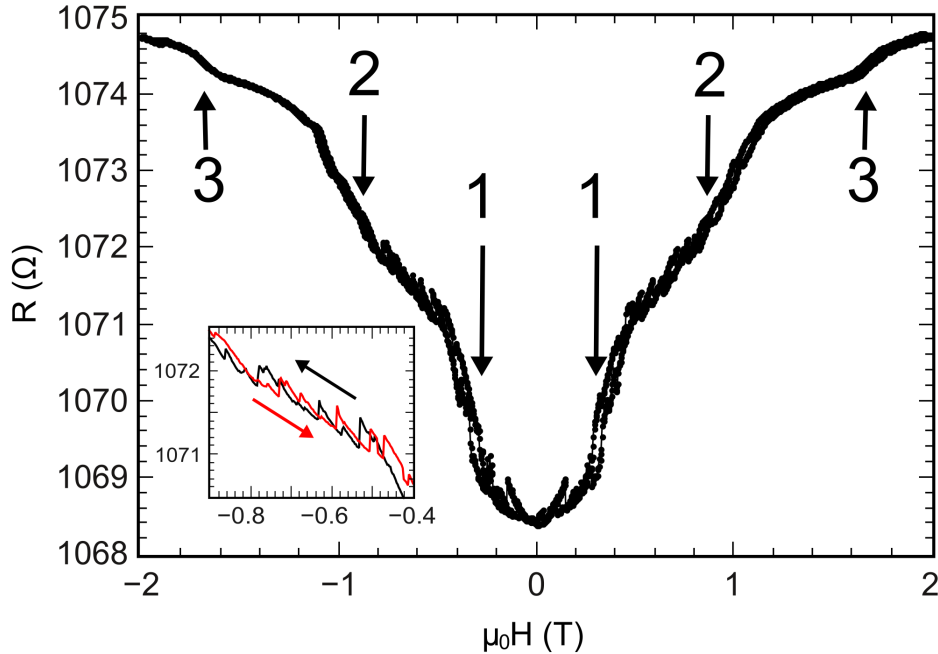


Abbildung 4.10: Widerstand $R(B)$ der Probe #FSF_131011.1.2 ($I = 10 \mu\text{A}$) bei $T = 3.5 \text{ K}$. Im Inset ist eine vergrößerte Darstellung des Widerstands für den Feldbereich $-0.9 \text{ T} \leq \mu_0 H \leq -0.4 \text{ T}$ für fallendes und steigendes Feld in unterschiedlichen Farben gezeigt.

Die in Abbildung 4.10 gezeigte Messung des Widerstands der Probe #FSF_131011.1.2 wurde bei einer Temperatur von 3.5 K aufgenommen. Im Nullfeld befindet sich das Niob der Probe im supraleitenden Zustand. Bei steigendem Feld sind zwei markante Anstiege im Widerstand zu sehen, die dem F/S/F-Teil der Probe (1) und zu höheren Feldern hin dem S/F-Teil der Probe (2) zuzuordnen sind. Der schwächere Anstieg bei noch höheren Feldern (3) lässt sich Bereichen der Probe zuordnen, in denen nur S aufgedampft wurde. Da diese Bereiche sehr klein sind, ist der entsprechende Anstieg ebenfalls sehr klein. Eine genauere Betrachtung des magnetfeldabhängigen Widerstands zeigt, dass dieser selbst bei kleinen wachsenden Magnetfeldern ansteigt. Dies ist auf die Bewegung der durch das externe Feld induzierten Flussschläuche (Vortizes) zurückzuführen, die dissipativ ist und somit zu einem Spannungsabfall an der untersuchten Probe führt [45]. Weiter auffällig sind periodisch auftretende Spitzen im Widerstand, die sowohl im steigen-

den als auch im abnehmenden Feld sichtbar sind (Inset in Abbildung 4.10). Die genaue Ursache konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht ermittelt werden. Wie in den Arbeiten von A. K. Geim und I. Kokanović [46, 47] berichtet wurde, wird Energie benötigt, wenn im steigenden Feld mehr Flussschläuche in den Supraleiter eindringen, oder wenn die Flussschläuche durch Pinning-Zentren in ihrer Bewegung gehindert werden. Diese Energie drückt sich im vorliegenden Fall durch eine Erhöhung der abfallenden Spannung (und somit des Widerstands) auf der monoton steigenden Widerstandsänderung aus, die dann abrupt nachlässt, wenn ein nächstes Bündel von Flussschläuchen in den Supraleiter eingedrungen ist, oder die Pinning-Zentren überwunden wurden.

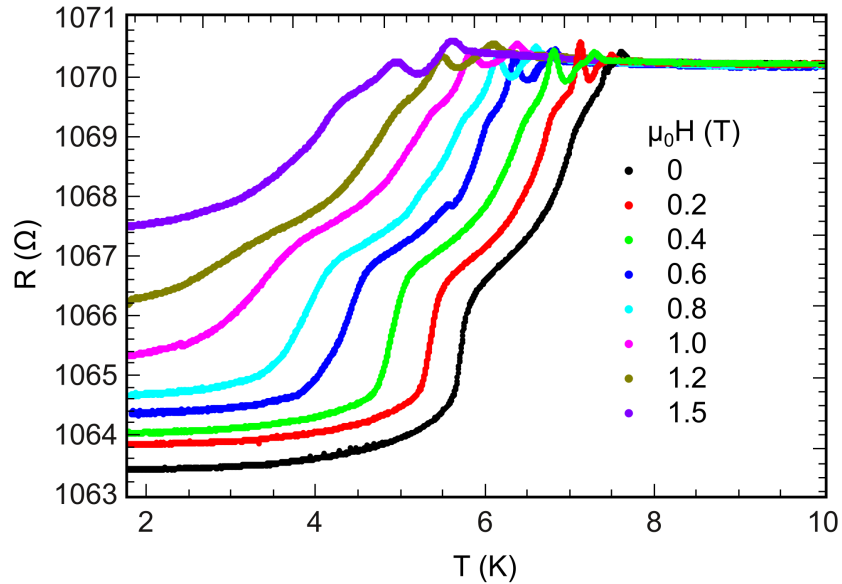


Abbildung 4.11: Widerstand $R(T)$ der Probe #FSF_131011_1.2 ($I = 10 \mu\text{A}$) für verschieden große externe Magnetfelder.

Für einen Probenstrom von $I = 10 \mu\text{A}$ ist der Widerstand $R(T)$ in Abbildung 4.11 für verschieden große externe Magnetfelder im Bereich $0 \leq \mu_0 H \leq 1.5$ T aufgetragen. Die beiden F/S/F- bzw. S/F-Teile der Probe zeigen in Bezug auf die supraleitenden Übergangstemperaturen ein ähnliches Verhalten: Die kritischen Temperaturen verschieben sich mit wachsendem externen Feld nichtlinear zu kleineren Werten. Eine entsprechende Darstellung und die sich daraus ergebenden Größen, wie Kohärenzlänge und mittlere freie Weglänge, die eine qualitative Charakterisierung der Niob-Schicht erlauben, wird im Folgenden gegeben.

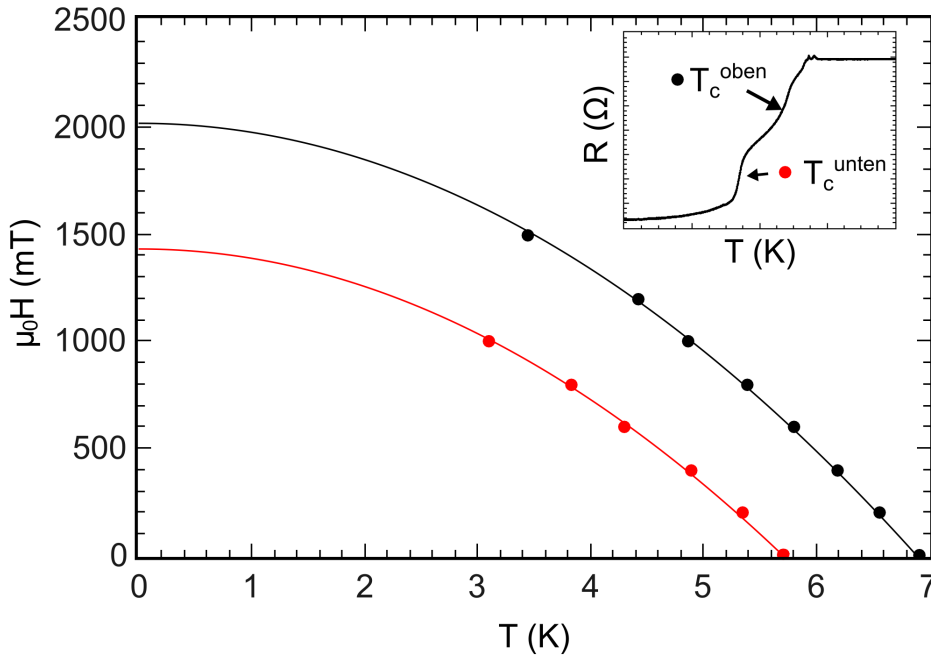


Abbildung 4.12: Oberes kritisches Feld in Abhängigkeit der Temperatur für den oberen (S/F-Kontakt, schwarz) und unteren (F/S/F-Kontakt, rot) supraleitenden Übergang der Probe #FSF_131011_1.2. Die durchgezogenen Linien wurden mit der Funktion $H(T) = H_0 \cdot (T_{c0}^2 - T^2)$ gefittet, wobei T_{c0} die kritische Temperatur im Nullfeld und $H_0 = H(T = 0)$ sind.

Aus der in Abbildung 4.11 gezeigten Feldabhängigkeit lassen sich die oberen kritischen Magnetfelder ermitteln (vgl. Abbildung 4.12). Nach [48] gilt für die kritische magnetische Flussdichte in Abhängigkeit der Temperatur in guter Näherung:

$$B_{c2}(T) = B_0 \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_{c0}}\right)^2\right) \quad (4.3)$$

Daraus ergibt sich für den S/F-Kontakt eine Flussdichte bei $T = 0$ von:

$$B(0) = 2.02 \text{ T.}$$

Für den F/S/F-Kontakt ergibt sich entsprechend:

$$B(0) = 1.43 \text{ T.}$$

Für die temperaturabhängige Kohärenzlänge folgt aus der Ginzburg-Landau (GL)-Theorie [43] in der Nähe von T_c

$$\xi_{GL}^2(T) = \xi^2 \cdot \frac{T_{c0}}{T_{c0} - T} \quad (4.4)$$

mit ξ = Kohärenzlänge bei $T = 0$.

Für die kritische magnetische Flussdichte gilt

$$B_{c2}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_{GL}^2(T)} \quad (4.5)$$

mit dem magnetischen Flussquant $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ T}\cdot\text{m}^2$, bzw.

$$B_{c2}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_{c0}}\right). \quad (4.6)$$

Durch Ableiten von Gleichung 4.6 nach der Temperatur bei $T = T_{c0}$ lässt sich die Kohärenzlänge ξ_0 aus der Steigung des oberen kritischen Felds dB_{c2}/dT bestimmen:

$$\xi = \sqrt{-\frac{\Phi_0}{2\pi T_{c0} \frac{dB_{c2}}{dT} |_{T_{c0}}}} \quad (4.7)$$

Dadurch bedingt, dass der angepasste Kurvenverlauf zwei leicht voneinander verschiedene Werte für die Steigung der Kurve bei T_{c0} liefert, ergeben sich für den S/F-Kontakt und den F/S/F-Kontakt die beiden Kohärenzlängen:

$$\xi^{SF} \approx 91 \text{ \AA}$$

und

$$\xi^{FSF} \approx 108 \text{ \AA}$$

Werte im Bereich $\xi_0 \approx 100 \text{ \AA}$ für dünne Niob-Schichten wurden ebenfalls von Schöck *et al.* [49], Strunk *et al.* [50] oder Singh *et al.* [11] beobachtet.

Aus den Ginzburg-Landau-Gleichungen, im Speziellen aus der Kohärenzlänge für den Fall des *dirty-limit* [43]

$$\xi \approx 0.855 (\xi_0 \cdot l)^{\frac{1}{2}} \quad (4.8)$$

ergeben sich mit der BCS-Kohärenzlänge für Niob von $\xi_0 = 38 \text{ nm}$ [51] die mittleren freien Weglängen zu:

$$l_{SF} = 30 \text{ \AA}$$

und

$$l_{FSF} = 42 \text{ \AA}$$

Da die Probendimensionen in allen Raumrichtungen einschließlich der Schichtdicke groß gegenüber der mittleren freien Weglänge l und der Kohärenzlänge ξ_0 sind, findet der Ladungstransport im diffusiven Bereich statt, wie vorausgesetzt.

Die Unterschiede in der mittleren freien Weglänge und damit in ξ_0 der beiden Kontaktbereiche (S/F- bzw. F/S/F-Kontakt) sind vermutlich darin begründet, dass der Supraleiter im S/F-Bereich auf das Substrat (Silizium) aufgedampft wurde und im F/S/F-Bereich auf die untere ferromagnetische Schicht F_b . Im letzteren Fall entsteht vermutlich ein besseres Wachstum.

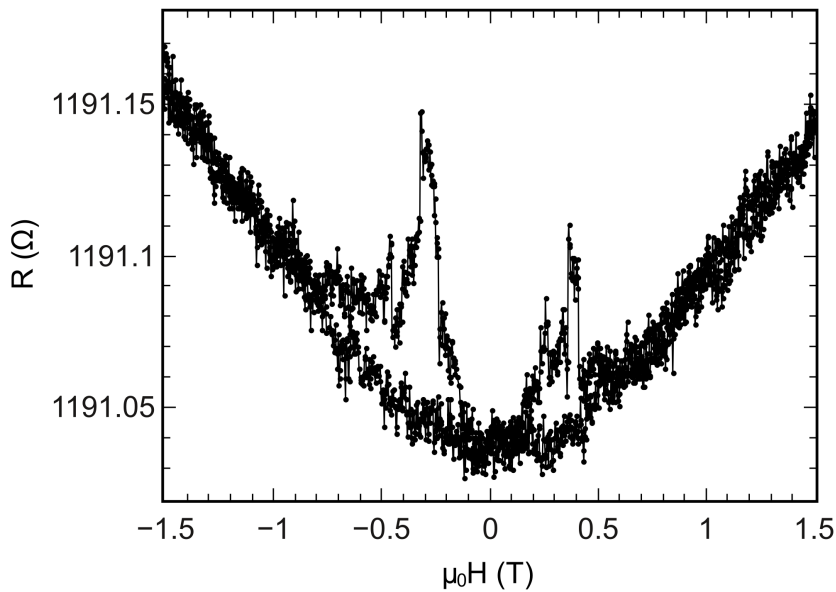


Abbildung 4.13: Widerstand $R(T)$ der Referenzprobe #FSF_131011.1.1 ($I = 10 \mu\text{A}$) bei $T = 3.5 \text{ K}$.

Eine Messung des Magnetwiderstands der Referenzprobe #FSF_131011.1.1 bei einer Temperatur von 3.5 K ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Der Verlauf unterscheidet sich nicht sonderlich von der Messung bei $T = 10 \text{ K}$ (vgl. Abbildung 4.4), bis auf den Umstand, dass der Magnetwiderstand etwas höher ist.

4.1.2 Probe #FSF_291111_1, $d_{\text{Nb}} = 275 \text{ \AA}$

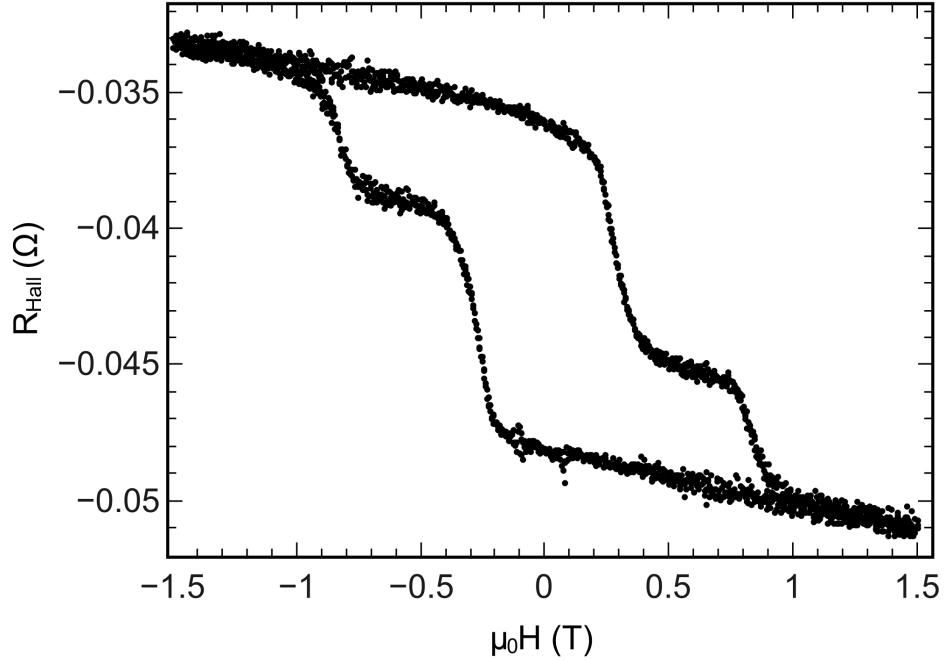


Abbildung 4.14: Hall-Widerstand der Probe #FSF_291111_1.3 bei einer Temperatur von $T = 10 \text{ K}$. Der angelegte Probenstrom beträgt $I = 300 \text{ \mu A}$.

In Abbildung 4.14 ist eine Messung des Hall-Effekts an der strukturierten Hall-Effekt-Struktur #FSF_291111_1.3 in Abhängigkeit von dem externen Magnetfeld bei einer Temperatur von $T = 10 \text{ K}$ dargestellt. Da sich die Struktur wie auch die Schichtfolge (bis auf die um 25 \AA reduzierte Niob-Schichtdicke) nicht von der zuvor gezeigten Probe #FSF_131011_1.3 unterscheidet, sieht die Messung bis auf eine geringe Verminderung der Koerzitivfeldstärke des unteren Ferromagneten der Messung des in Abbildung 4.2 gezeigten Hall-Effekts sehr ähnlich. Nach dem Abschalten des externen Feldes bleiben von $\mu_0 H = +1.5 \text{ T}$ kommend die Schichten vollständig aufmagnetisiert. Beim Anlegen eines entgegengerichteten Feldes der Stärke $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ geht das System in den antiparallelen Magnetisierungszustand über. Bei weiterer Erhöhung des gegengerichteten Feldes werden die beiden Ferromagneten für $\mu_0 H < -1 \text{ T}$ wieder parallel ausgerichtet, allerdings entgegengesetzt zur Magnetisierung bei $\mu_0 H = +1.5 \text{ T}$. Für die entgegengesetzte Feldänderung sieht die Kurve entsprechend punktsymmetrisch gespiegelt aus.

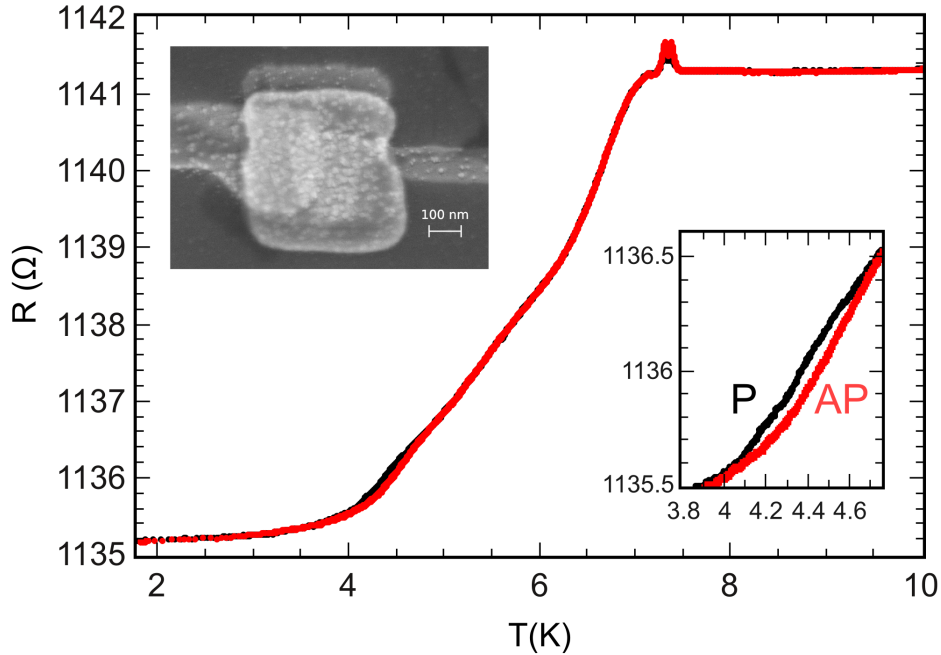


Abbildung 4.15: Widerstand $R(T)$ der Probe #FSF_291111.1.2b ($I = 20 \mu\text{A}$). Das Inset zeigt die Aufspaltung des F/S/F-Kontakts im Detail ($\Delta T_c^{AP-P} \approx 64 \text{ mK}$). Desweiteren ist eine Elektronenmikroskopaufnahme des nanostrukturierten Kontakts zu sehen.

Der in Abbildung 4.15 gezeigte Widerstandsverlauf $R(T)$ der Probe #FSF_291111.1.2b ähnelt der in Abbildung 4.5 abgebildeten Messung der Probe #FSF_131011.1.2 mit 300 \AA Nb. Der Widerstand steigt mit zunehmender Temperatur bis zu $T \approx 7.4 \text{ K}$ an, wo die Maxima durch thermoelektrische Effekte auftreten. Mit steigender Temperatur ist keine Erhöhung des Widerstands mehr zu erkennen. Die Übergänge mit den kritischen Temperaturen T_c^P und T_c^{AP} sind nicht so stark voneinander getrennt wie in der Messung in Abbildung 4.5. Allerdings ist im unteren Teil eine Aufspaltung zwischen P- und AP-Magnetisierung zu sehen, die wie erwartet bei höherer Temperatur wieder verschwindet. Eine vollständige Übersicht über die stromabhängigen Widerstandsmessungen dieser Probe ist in Anhang A.2 zu finden. Desweiteren ist eine Messung an der Referenzstruktur #FSF_291111.1.1 dort abgebildet.

4.1.3 Probe #FSF_240212_1, $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$

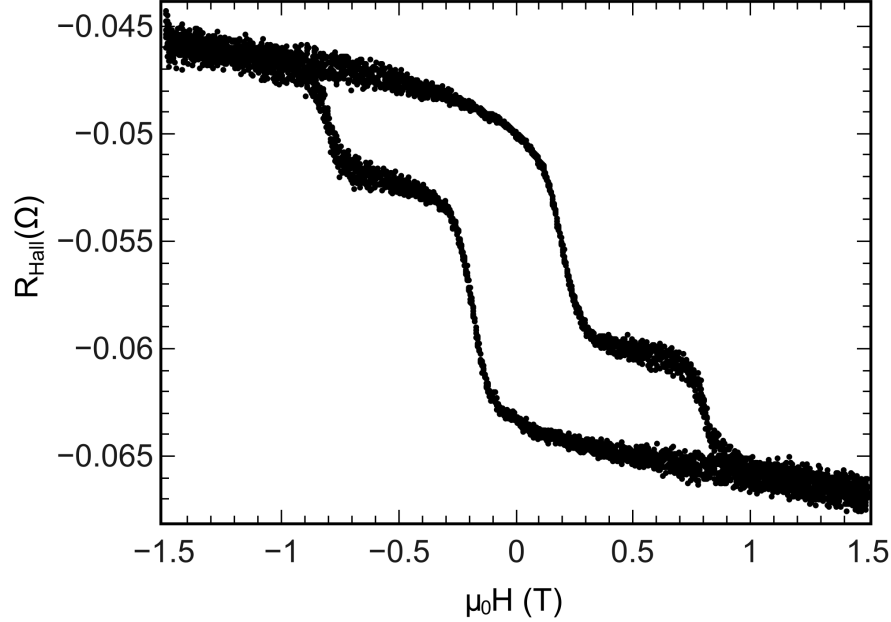


Abbildung 4.16: Hall-Widerstand der Probe #FSF_240212_1.3 bei einer Temperatur von $T = 10 \text{ K}$. Der angelegte Probenstrom beträgt $I = 300 \text{ }\mu\text{A}$.

In Abbildung 4.16 ist der Hall-Effekt der Struktur #FSF_240212_1.3 in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld bei einer Temperatur von $T = 10 \text{ K}$ gezeigt. Da sich Struktur und Schichtfolge bis auf die nochmals reduzierte Niob-Schichtdicke nicht sonderlich von den zuvor gezeigten Proben unterscheiden, weist die Messung des Hall-Effekts ebenfalls einen ähnlichen Verlauf wie zuvor auf. Allerdings zeigt sich hier eine abermals reduzierte Koerzitivfeldstärke des unteren Ferromagneten. Dies ist vermutlich eine Folge des Aufdampfprozesses, bei dem eine kleinere Pause eingelegt werden musste, um den Aufdampfmonitor aufgrund eines Defektes zu tauschen, während die Hälfte des Schichtpakets des unteren Ferromagneten bereits aufgedampft worden war. Durch diese zeitliche Verzögerung können sich in der UHV-Kammer ($p_0 \approx 10^{-11} - 10^{-10} \text{ mbar}$) befindliche Atome aus dem Restgas auf dem schon vorhandenen Teil abgelagert haben.

Um eine parallele oder antiparallele Ausrichtung der ferromagnetischen Schichten zueinander einzustellen, wurde das Magnetfeld von $\mu_0 H = +1.5 \text{ T}$ zu Null gefahren (P). Anschließend wurde ein Magnetfeld von $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ eingestellt, das daraufhin wieder abgeschaltet wurde (AP).

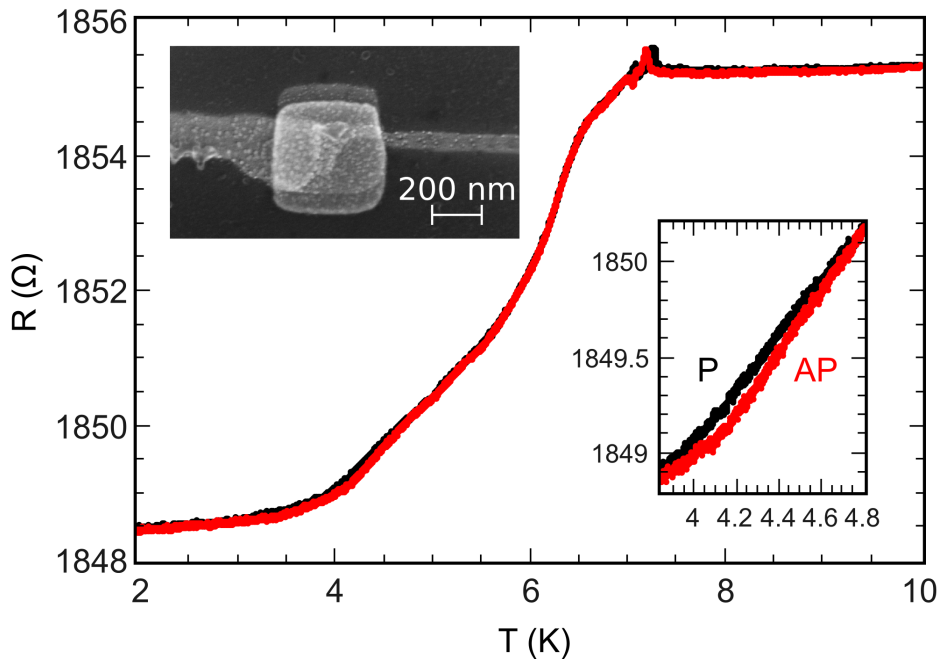


Abbildung 4.17: Widerstand $R(T)$ der Probe #FSF_240212.1.2 ($I = 12 \mu\text{A}$). Der untere Inset zeigt die Aufspaltung des F/S/F-Kontakts im Detail ($\Delta T_c^{AP-P} \approx 79 \text{ mK}$). Der obere Inset zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme des nanostrukturierten Kontakts.

Die in Abbildung 4.17 gezeigte Messung des temperaturabhängigen Widerstands der Probe #FSF_240212.1.2 unterscheidet sich bis auf den hohen Absolutwiderstand, der durch die sehr schmale Pt-Zuleitung (rechte Seite der Elektronenmikroskopaufnahme) zustande kommt, nicht sehr von den Messungen der Proben #FSF_131011.1.2 und #FSF_291111.1.2b. Der Widerstandsverlauf zeigt zwei breite Übergänge im Bereich $T = 4\text{--}6$ und $6\text{--}7$ K, an deren Ende sich die bereits diskutierten Spannungsmaxima befinden. Anschließend ist keine Erhöhung des Widerstands mit steigender Temperatur mehr zu erkennen. Der untere Teil des supraleitenden Übergangs zeigt im vorliegenden Fall, sowie bei weiteren Messströmen eine deutliche Aufspaltung, wobei die antiparallele Magnetisierungsrichtung bevorzugt wird. Im weiteren Verlauf ist keine Unterscheidung der Sprungtemperaturen mehr zu erkennen, was sich mit den bisherigen Messungen deckt.

Eine vollständige Übersicht über die Widerstandsmessungen der vorliegenden Probe als Funktion des Stroms ist in Anhang A.3 zu finden. Weiter ist dort auch eine Messung der Referenzstruktur #FSF_240212.1.1 abgebildet,

an der man deutlich den höheren Absolutwert des Widerstands ablesen kann.

4.1.4 Zusammenfassende Diskussion

Es wurden in diesem Abschnitt drei beispielhafte Proben mit unterschiedlicher Niob-Schichtdicke vorgestellt, die alle ein sehr ähnliches Verhalten zeigten:

Eine klare Trennung der P- und AP-Konfiguration konnte durch stark unterschiedliche Koerzitivfeldstärken der beiden F-Schichten F_b und F_t erreicht werden. Durch das sehr ausgeprägte Plateau war es immer möglich, diese Konfigurationen einzustellen. Die nanostrukturierten Proben mit den Niob-Schichtdicken $d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$, 275 \AA und 300 \AA zeigten eine höhere supraleitende Sprungtemperatur für den AP-Zustand: $T_c^{AP} > T_c^P$. Die Aufspaltungen der Übergänge ΔT_c^{AP-P} zwischen AP- und P-Konfiguration betragen meist 50 mK oder mehr. Das beobachtete Verhalten mit $T_c^{AP} > T_c^P$ spricht gegen eine Spin-Injektion und somit auch gegen eine Spin-Akkumulation, die durch den GMR-Effekt verursacht werden würde.

4.2 Proben in CIP-Konfiguration

Die Proben in CIP-Konfiguration wurden entweder zusammen mit den bereits diskutierten nanostrukturierten Proben (vgl. Kapitel 4.1 und Abbildung 3.12 a)) aufgedampft und besitzen daher die gleiche Schichtfolge, oder sie wurden separat mittels mechanischer Masken mit Abmessungen im Millimeterbereich aufgedampft (Abbildung 3.12 b)), um mit einer Messung des anomalen Hall-Effekts die magnetischen Eigenschaften näher charakterisieren zu können. Die Proben #FSF_131011_1_4, #FSF_291111_1_4b und #FSF_240212_1_4 gehören zum bereits besprochenen Probensatz, Probe #FSF_070312_1_4 wurde mittels Maske aufgedampft. Mit weiterem Fortschreiten der Arbeit und den sich dadurch ergebenden Fragestellungen wurde zusätzlich eine Probe aus dem Jahr 2006 (#290806B) mit vergleichbarer Niob-Schichtdicke ($d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$) auf ihre magnetischen und resistiven Eigenschaften untersucht.

4.2.1 Probe #FSF_131011_1_4, $d_{Nb} = 300 \text{ \AA}$

Probe #FSF_131011_1_4 wurde zusammen mit der entsprechenden nanostrukturierten Probe (vgl. Abschnitt 4.1.1) aufgedampft und besitzt somit eine Niob-Schichtdicke von $d_{Nb} = 300 \text{ \AA}$. Als Anhaltspunkt für die Feldstärken, die zur Einstellung der beiden magnetischen Orientierungen (P oder AP) nötig sind, bedient man sich der in Abbildung 4.2 dargestellten Magnetisierungskurve. Dabei wird angenommen, dass die Domänenstruktur und die Magnetisierungskurve der unstrukturierten CIP-Probe der Domänenstruktur der μm -großen Hall-Probe (REM-Bild Abbildung 4.2 a)) ähnlich ist. Zur Einstellung der parallelen Orientierung wurde immer ein magnetisches Feld der Stärke $\mu_0 H > 1.5 \text{ T}$ angelegt und zum Nullfeld zurückgefahren. Zur antiparallelen Ausrichtung wurde an die zuvor parallel orientierte Probe ein Feld von $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ angelegt und anschließend wieder abgeschaltet.

Wie in Abbildung 4.18 beispielhaft zu sehen ist, zeigen die Messungen der supraleitenden Sprungtemperatur ein nicht konsistentes Verhalten. Der Probenstrom, der zur Messung verwendet wurde, beträgt bei allen Messungen $I = 100 \mu\text{A}$. Dabei wurde die Probe zwischen den Messungen nicht neu kontaktiert oder mit Luft in Verbindung gebracht. Bis auf die generell tiefere Sprungtemperatur in Abbildung 4.18 a) zeigen alle Messungen für parallele Magnetisierung einen Übergang bei $T_c \approx 6.425 \text{ K}$. Die Übergangstemperaturen für eine antiparallele Magnetisierungseinstellung sind teils höher, teils tiefer. Ein ähnliches Verhalten konnte für sowohl stärkere als auch schwächere Ströme ($10 \mu\text{A} \leq I \leq 2000 \mu\text{A}$) beobachtet werden.

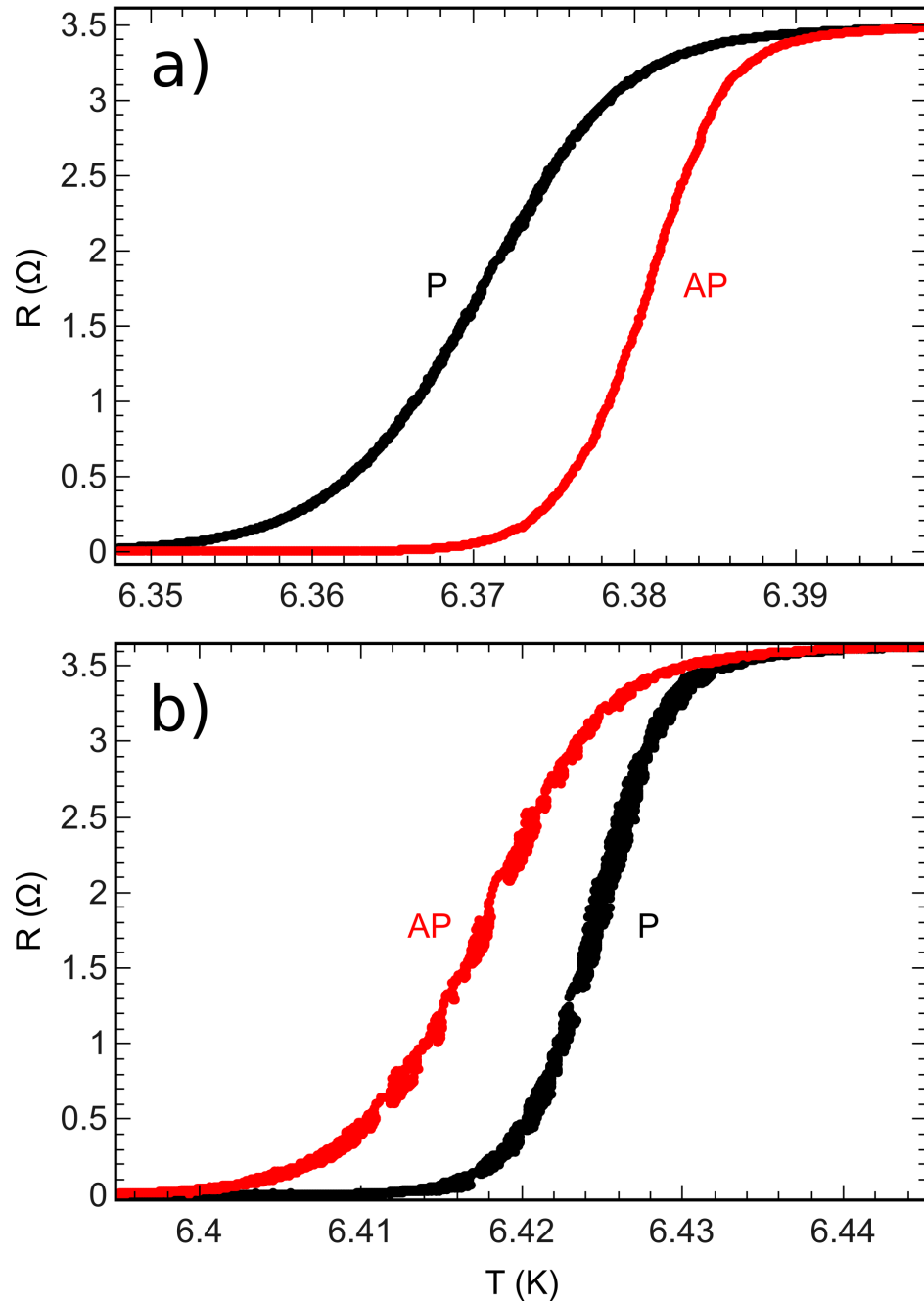


Abbildung 4.18: Sprungtemperatur der CIP-Probe #FSF_131011.1.4 für parallele (P) und antiparallele (AP) Magnetisierungseinstellung. Der Probenstrom beträgt $I = 100 \mu\text{A}$. a) Messung vom 30.11.2011. b) Messung vom 08.12.2011.

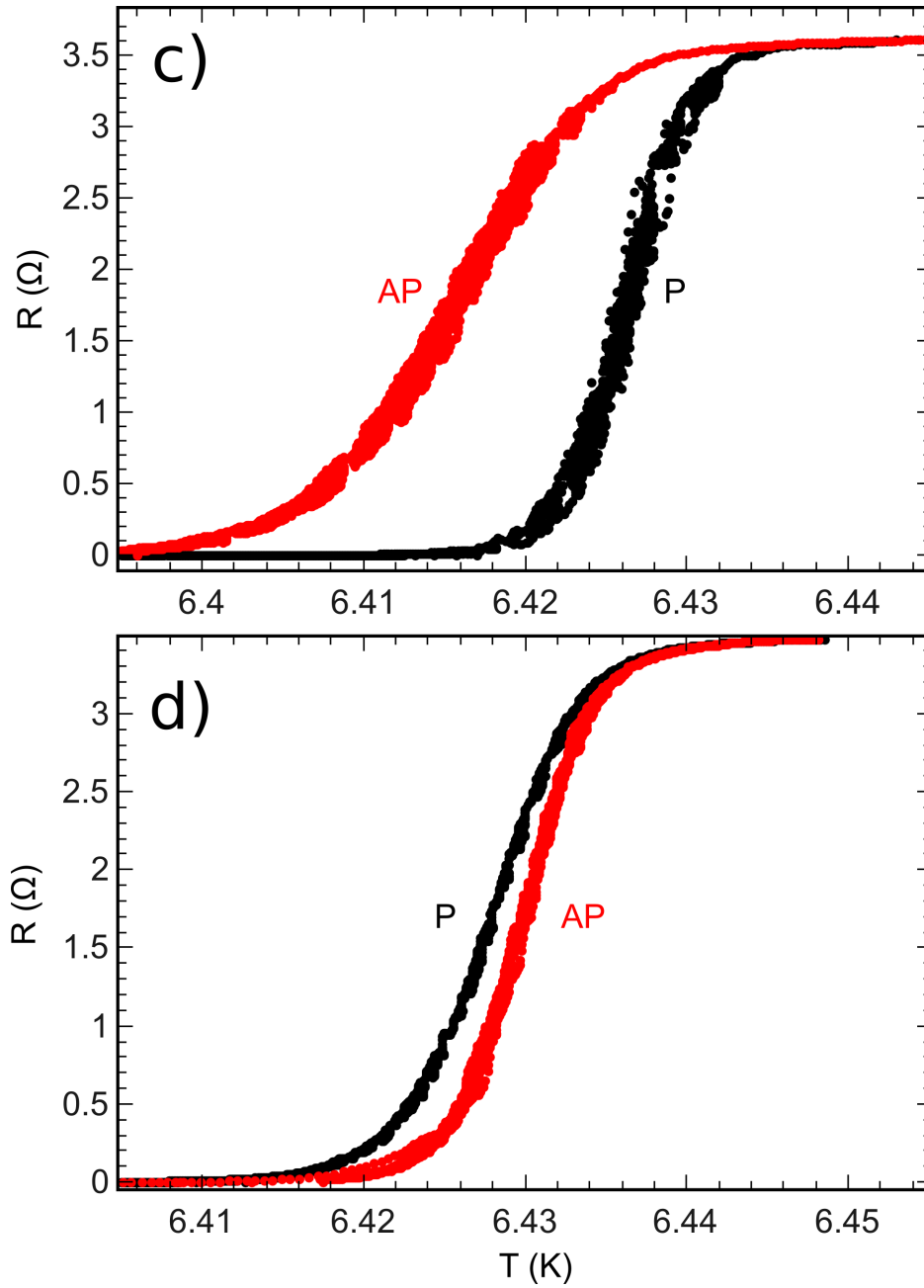


Abbildung 4.18: c) Messung vom 02.12.2011. d) Messung vom 21.11.2011.

Da die Messungen jeweils paarweise im P- und AP-Zustand getätigt wurden, ist eine inhomogene Magnetisierungseinstellung des AP-Zustandes als Ursache wahrscheinlich. Dass das vorgefundene Verhalten nicht von der Niob-Schichtdicke abhängt, wird in den nächsten Abschnitten deutlich, in denen Messungen an Proben mit kleinerer Niob-Schichtdicke vorgestellt werden.

4.2.2 Probe #FSF_291111_1_4b, $d_{\text{Nb}} = 275 \text{ \AA}$

Um das Vorliegen einer sehr inhomogenen Magnetisierungseinstellung zu überprüfen, wurde die Probe #FSF_291111_1_4b mit einem Messstrom von $I = 25 \text{ \mu A}$ zunächst durch Anlegen eines Magnetfelds von $\mu_0 H = 2 \text{ T}$ aufmagnetisiert und mehrmals in einem Feld von $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ ummagnetisiert. Die sich daraus ergebenden unterschiedlichen Widerstandsverläufe $R(T)$ und die kritischen Temperaturen des Supraleiters sind in (Abbildung 4.19) dargestellt.

Die Abbildung 4.19 zeigt Übergänge, die als etwas breitere Linien zu erkennen sind - eigentlich sind es einzelne Messpunkte, die aufgrund der hohen Punktdichte wie Linien aussehen - sowie einzelne Punkte, die durch eine gestrichelte Linie verbunden wurden, damit der Betrachter dem Verlauf besser folgen kann. Die gestrichelt schwarze Kurve zeigt Messpunkte im P-Zustand, die nicht im thermischen Gleichgewicht aufgenommen wurden. Bei zu schneller Erhöhung der Temperatur wird die Probe bereits normalleitend, obwohl das Thermometer noch nicht die entsprechende Temperatur erreicht hat. Beim sofortigen Abregeln der Heizleistung führt dies zur Abnahme der Temperatur und somit zum Kurvenverlauf, wie er auf der rechten Bildseite zu sehen ist. Dabei entstehen thermische Hysteresen zwischen den supraleitenden Übergangstemperaturen im Bereich von $\Delta T > 40 \text{ mK}$, die weit größer sind als die beobachteten Aufspaltungen in der Sprungtemperatur, die von unterschiedlicher Magnetisierungseinstellung herrühren (vgl. z.B. Abbildung 4.18). Dieses Verhalten wird anhand der cyanfarbenen gestrichelten Kurve noch deutlicher, bei der die Änderungsrate der Temperatur größer war.

Die schwarze, mit P gekennzeichnete Messung wurde getätigt, nachdem die Probe in einem externen Magnetfeld von $\mu_0 H = +2 \text{ T}$ bei $T = 10 \text{ K}$ aufmagnetisiert und anschließend das Magnetfeld abgeschaltet wurde, sodass sich eine parallele Orientierung der beiden ferromagnetischen Schichten ergibt (vgl. Abbildung 4.14). Anschließend wurde die Probe einem Magnetfeld von $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ ausgesetzt und eine temperaturabhängige Widerstandsmessung der vorliegenden Probe aufgenommen (AP 1, rote Kurve). Die Kurve zeigt einen supraleitenden Übergang bei einer im Vergleich mit P um etwa sieben

bis acht Millikelvin reduzierten Temperatur. Bei einer Wiederholung des Magnetisierungsvorgangs (Feld noch einmal bis $\mu_0 H = -0.6$ T und zurück auf 0 fahren) ist die Sprungtemperatur um weitere etwa zwölf bis 13 mK reduziert (AP 2). Wird die Probe mehrmals nach diesem Verfahren aufmagnetisiert, ergeben sich Kurven (AP 3 - AP 6), bei denen die Sprungtemperatur wieder steigt, bis sie etwa bei der Ausgangstemperatur (P) angelangt ist.

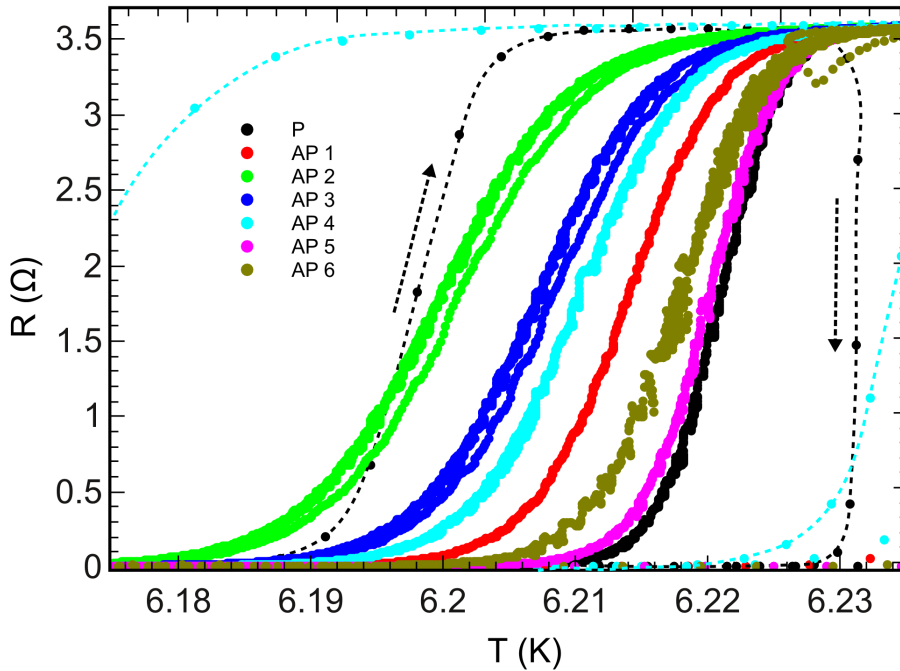


Abbildung 4.19: Widerstand $R(T)$ der Probe #FSF_291111_1.4b ($I = 25 \mu\text{A}$). Die Probe wurde zuerst bei $\mu_0 H = +2$ T parallel aufmagnetisiert (P), anschließend wurde die Probe mehrmals mit einem negativen Feld von $\mu_0 H = -0.6$ T magnetisiert (AP 1 - AP 6) und der temperaturabhängige Widerstand mit einer Rate von $\Delta T \approx 0.17$ mK/s gemessen. Die gestrichelten Kurven repräsentieren Nicht-Gleichgewichts-Messungen, die mit einer Rate von $\Delta T \approx 17$ mK/s oder mehr gemessen wurden.

Abbildung 4.20 zeigt die kritische Temperatur des F/S/F-Schichtpakets, nachdem die Probe mit einem Feld von $\mu_0 H = -0.6$ T ummagnetisiert wurde. Dabei ist zu erkennen, dass T_c zuerst zu niedrigeren Werten verschiebt und anschließend wieder ansteigt, bis im Bereich des Fehlerbalkens (Breite der Kurve bei $R = 0.5 \cdot R_{max}$) die Temperatur T_c wieder nahezu mit dem Wert des parallelen Magnetisierungszustandes übereinstimmt. Im Inset der Abbildung 4.20 ist die Breite des supraleitenden Übergangs δT_c in Abhängigkeit der Sprungtemperatur dargestellt. δT_c ist die Breite des Übergangs zwischen

10 und 90 % des Widerstands im normalleitenden Bereich R_{max} . Da eine niedrigere supraleitende Übergangstemperatur in diesem Fall auch mit vielen Domänen und daraus resultierenden Streufeldern verbunden ist, scheint der Supraleiter dann inhomogener zu sein.

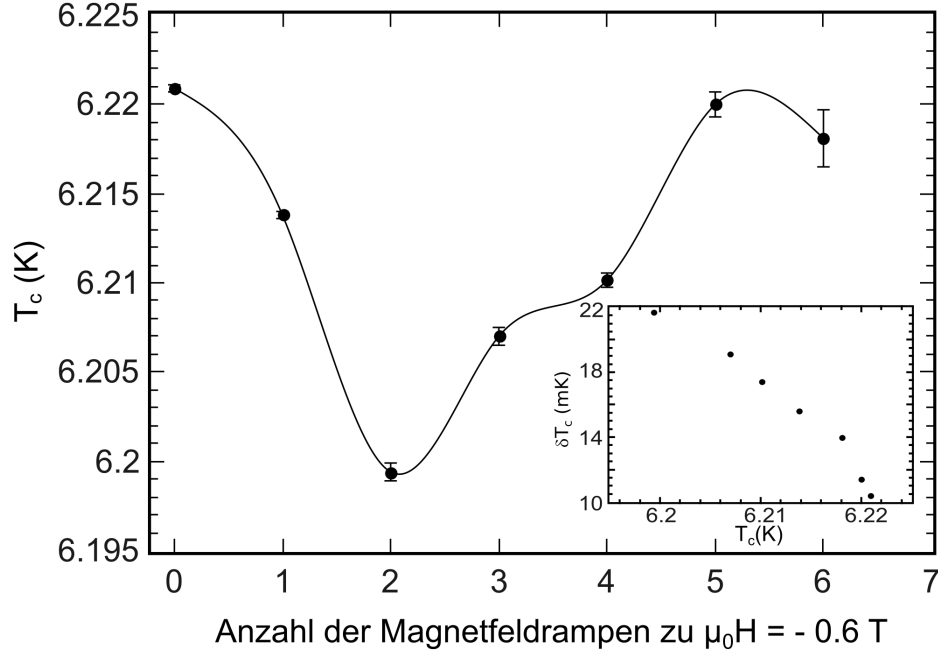


Abbildung 4.20: Supraleitende Sprungtemperatur, nachdem die Probe nach Aufmagnetisierung mit $\mu_0 H = +2$ T einem magnetischen Gegenfeld von $\mu_0 H = -0.6$ T ausgesetzt wurde. Der Inset zeigt die Sprungbreite $\delta T_c(T_c)$, die zwischen 10 und 90 % des Maximalwiderstands R_{max} ermittelt wurde.

Um eine möglichst große Anzahl von Domänen zu generieren, wurde die Probe nach dem bereits beschriebenen Verfahren zuerst parallel magnetisiert, anschließend einmalig einem magnetischen Gegenfeld von $\mu_0 H = -0.6$ T ausgesetzt und dann vollständig entmagnetisiert. Dieser entmagnetisierte Zustand wird mit **D** bezeichnet. Die jeweiligen Widerstandskurven sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Wie zuvor schon beobachtet wurde, beträgt der Abstand der AP-Kurve zur P-Kurve ungefähr acht Millikelvin (siehe z. B. auch Abbildung 4.19 AP 1, rot). Der supraleitende Übergang nach Entmagnetisierung befindet sich etwa 25 mK tiefer als der Übergang der P-Kurve. Zur Entmagnetisierung der Probe wurde ein Magnetfeld angelegt (beginnend bei $\mu_0 H = +2$ T), das ständig zwischen positiven und negativen Werten hin- und hergelaufen wurde. Dabei wurde die Amplitude bei jeder Feldumkehr um ca.

10 % reduziert. Eine Ausbildung vieler Domänen ruft bei senkrechter magnetischer Anisotropie immer magnetische Streufelder hervor, die aus den Domänenwänden des Ferromagneten aus- und in den Supraleiter eintreten. Da dieses Feld eine paarbrechende Wirkung auf die im Supraleiter befindlichen Cooper-Paare ausübt, wird die kritische Temperatur stärker reduziert im Vergleich zu einer vollständig gesättigten Schicht mit senkrechter magnetischer Anisotropie. Hier kommt es nur am Probenrand, also außerhalb der Kontakte, zu Streufeldern [52].

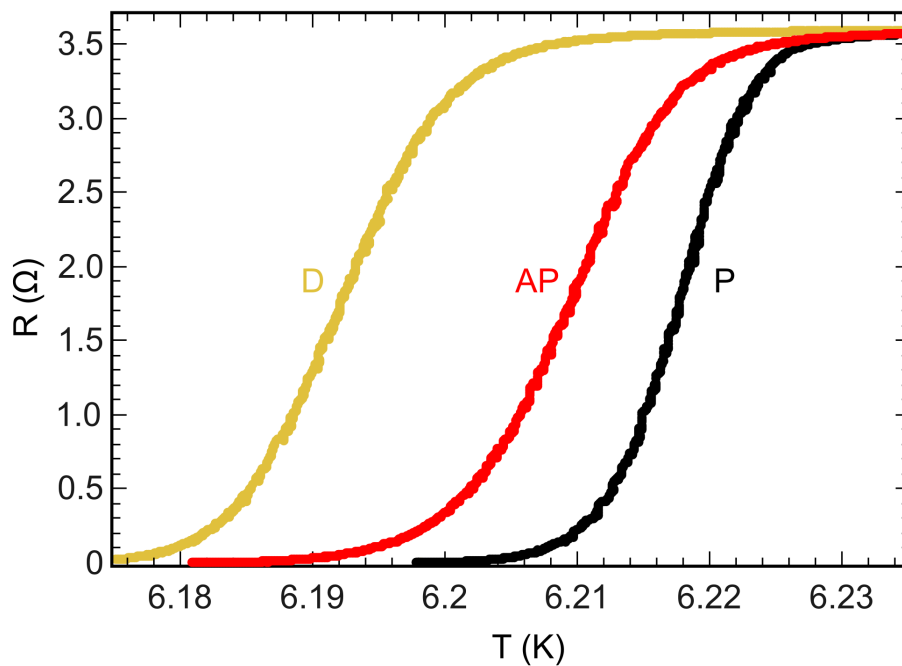


Abbildung 4.21: Supraleitende Sprungtemperatur in Abhängigkeit vom Magnetisierungszustand. Schwarz: Parallele Orientierung (P) der beiden Ferromagneten. Rot: Probe einmalig ausgehend von P mit einem Magnetfeld von $\mu_0 H = -0.6$ T magnetisiert. Gelb: Probe vollständig entmagnetisiert. Dieser Zustand ist mit **D** gekennzeichnet, da dort die Anzahl der Domänen und somit auch der Streufelder in S am größten ist. (Probenstrom $I = 100$ μ A)

4.2.3 Probe #FSF_240212_1_4, $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$

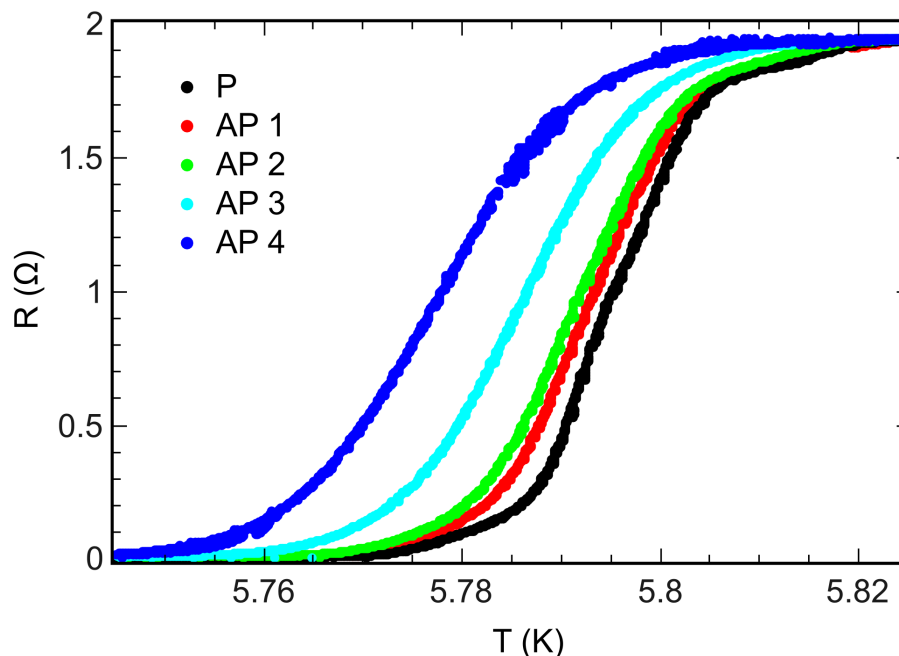


Abbildung 4.22: Temperaturabhängiger Widerstand der Probe #FSF_240212_1_4 ($I = 25 \mu\text{A}$). Die Probe wurde zuerst parallel aufmagnetisiert (P) und anschließend mehrmals mit einem negativen Feld von $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ in den AP Zustand gebracht und gemessen (AP1 - AP4).

Die Messungen an Probe #FSF_240212_1_4 unterscheiden sich grundsätzlich nicht von den bisher gezeigten Ergebnissen der anderen CIP-Proben. In Abbildung 4.22 ist der Verlauf des Widerstands gegen die Temperatur für verschiedene Magnetisierungsvorgänge aufgetragen. Die Messung wurde mit einem Strom von $I = 25 \mu\text{A}$ durchgeführt und zur Magnetisierung wurden die Felder $\mu_0 H = +1.5 \text{ T}$ (P) und $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ (AP) angefahren. Entgegen dem bei Abbildung 4.19 beschriebenen Verhalten ist bei dieser Probe selbst nach dem vierten Anfahren des magnetischen Feldes $\mu_0 H = -0.6 \text{ T}$ (AP4) der Domänenzustand D vermutlich noch nicht vollständig ausgeprägt. Leider war es aus messtechnischen Gründen nicht möglich, mehr Daten am selben Versuchstag, die somit auch aussagekräftig gewesen wären, zu bekommen.

Zusammenfassend lässt sich für die Messung der unstrukturierten CIP-Proben festhalten, dass ein Domänenzustand, der durch das Entmagnetisieren erreicht wurde, die tiefste gemessene supraleitende Sprungtemperatur besitzt.

Zudem wurde eine vollständig antiparallele Magnetisierung selbst mit mehrmaligem Aufmagnetisieren wahrscheinlich noch nicht erreicht, da eine Reduktion von ΔT_c^{AP-P} nicht beobachtet wurde. Dies weist auf eine sehr komplexe Magnetisierungsdynamik hin. Diese Dynamik scheint außerdem von den strukturellen Eigenschaften der ferromagnetischen Schichten abzuhängen, da sich für die untersuchten Proben nicht exakt das gleiche, aber ein sehr ähnliches Verhalten zeigte.

Um den Zusammenhang zwischen Magnetisierung und der kritischen Temperatur T_c der CIP-Proben genauer zu untersuchen, wurden Proben hergestellt, die einen Stromfluss innerhalb der Schichtebenen zulassen, gleichzeitig aber auch durch die Messung des Hall-Effekts Hinweise auf die Magnetisierung liefern (Abbildung 3.12, b).

4.2.4 Probe #FSF_070312_1_4, $d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$

Die mittels grobstrukturierter Masken (vgl. Kapitel 3.2) hergestellte Probe #FSF_070312_1_4 enthält eine Niob-Schicht der Dicke $d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$. Die in Abbildung 4.23 dargestellte Messung des anomalen Hall-Effekts zeigt zwischen $\mu_0 H = 0.6 \text{ T}$ und 0.7 T ein schwach ausgeprägtes Plateau. Die Position des Plateaus konnte nur deshalb exakt bestimmt werden, weil die Ramprate des Magnetfelds ab 0.5 T auf einen sehr kleinen Wert verringert wurde ($\Delta\mu_0 H = 3 \text{ mT/min}$). Wird das Feld sehr viel schneller durchgeföhren ($\Delta\mu_0 H = 250 \text{ mT/min}$), ist das Plateau kaum zu erkennen und befindet sich zudem bei höheren Feldwerten (siehe Abbildung A.21). Diese Verschiebung deutet auf ein stark zeitabhängiges Verhalten der Aufmagnetisierung hin.

Ein Anfahren des Magnetfelds knapp überhalb der negativen Koerzitivfeldstärke ($\mu_0 H = -0.64 \text{ T}$) mit der Ramprate von $\Delta\mu_0 H = 250 \text{ mT/min}$ zeigt zunächst keine Veränderung des Hall-Widerstands. Nach einer Wartezeit von ungefähr fünf Minuten beginnt der Hall-Widerstand anzuwachsen, bis er sich nach einer guten halben Stunde auf einem konstanten Wert befindet. Die Änderung von R_{Hall} als Funktion der Wartezeit ist in Abbildung 4.23 als gestrichelte Linie angedeutet. In Abbildung 4.24 ist der Hall-Widerstand in Abhängigkeit der Wartezeit gezeigt. Der dort ebenfalls erkennbare Abfall des Hall-Widerstands bei $t \approx 2200 \text{ s}$ kennzeichnet das Zurückfahren des Feldes zum Nullfeld.

Ein ähnlich zeitabhängiges Verhalten der senkrechten Magnetisierung ($M \perp$) wurde auch schon von Kisielewski *et al.* [53] und Shen *et al.* [54] beobachtet. Bei magnetischen Feldern, die im Bereich der Koerzitivfeldstärke des Ferro-

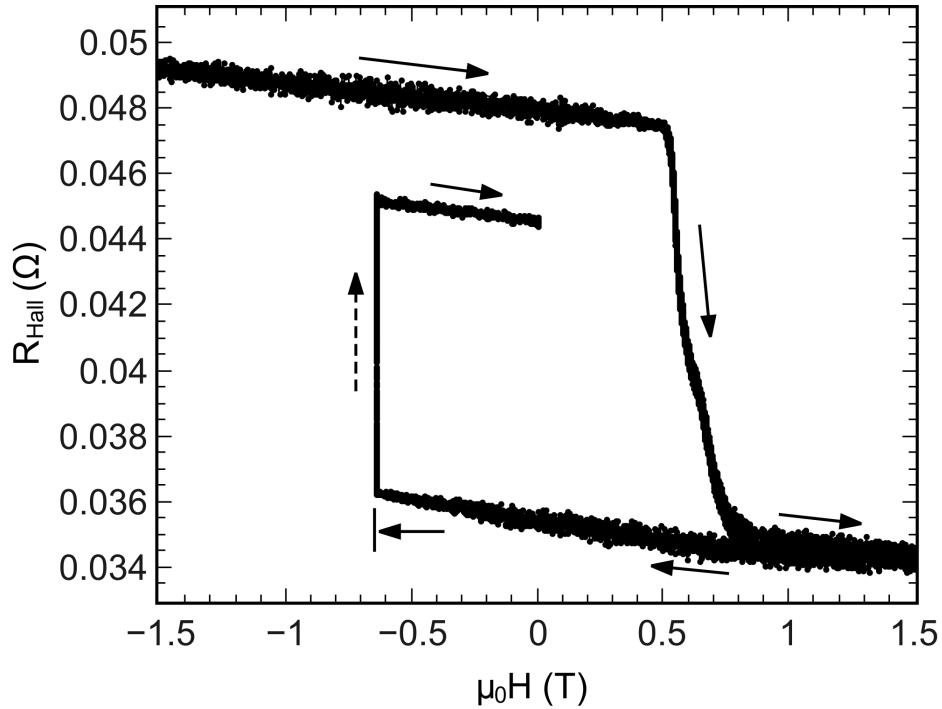


Abbildung 4.23: Hall-Widerstand der Probe #FSF_070312_1.4 im normalleitenden Zustand bei $T = 10$ K. Probenstrom $I = 500 \mu\text{A}$. Ramprate des Magnetfelds: $\Delta\mu_0 H = 3$ mT/min für $0.5 \text{ T} \leq \mu_0 H \leq 0.84 \text{ T}$, $\Delta\mu_0 H = 250$ mT/min sonst. Die Änderung von R_{Hall} beim Halten des Magnetfelds bei $\mu_0 H = -0.64$ T ist mit einem gestrichelten Pfeil gekennzeichnet.

magneten sind, kann es mehrere hundert Sekunden dauern, bis die Schicht vollständig ummagnetisiert ist. Aufgrund der starken magnetischen Anisotropie der Proben wird eine hohe Energie benötigt, um Domänen von ihren Verankerungen zu lösen. Die Domänenwände werden dabei an Defekten oder in Bereichen festgehalten, in denen die lokale Koerzitivfeldstärke größer ist als H_{coerc} . Bei der Ummagnetisierung kommt es in solchen Systemen zuerst zum Umklappen einzelner Domänen. Dies geschieht bevorzugt an Defekten oder den Probenrändern. Anschließend breiten sich die Domänenwände durch den Ferromagneten mit einer festen Geschwindigkeit aus, die durch die Anzahl der Haftzentren (Pinning-Zentren) und die Stärke des angelegten externen Magnetfelds bestimmt wird. Da das zur Ummagnetisierung angelegte Magnetfeld etwa der Koerzitivfeldstärke entspricht und die Schichten aufgrund der Herstellung bei Raumtemperatur vermutlich viele Defekte besitzen, ist die Domänenwandgeschwindigkeit in den untersuchten Proben offensichtlich nicht sehr groß und die beobachtete Zeit zur vollständigen Ummagnetisie-

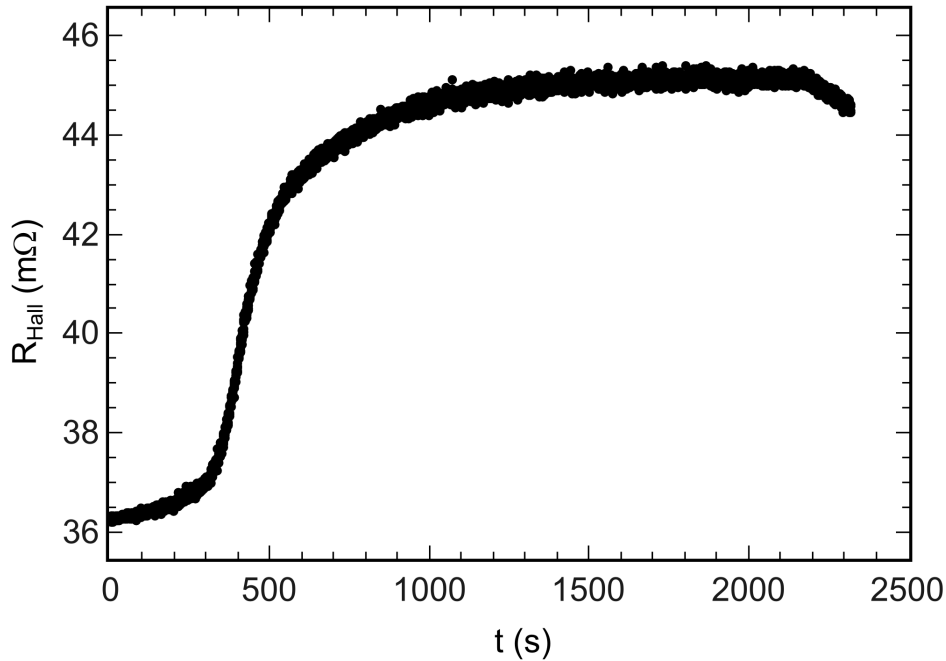


Abbildung 4.24: Hall-Widerstand bei schneller Erhöhung des Feldes von $\mu_0 H = 0$ auf -0.64 T in Abhängigkeit der Wartezeit knapp überhalb negativen Koerzitivfeldstärke (Probe #FSF_070312_1.4).

rung entsprechend lang (Abbildung 4.24). Ein ähnliches Verhalten wird z. B. in amorphen Schichtlegierungen aus seltenen Erden und Übergangsmetallen mit senkrechter Magnetisierungsrichtung beobachtet [55]. Dieser auch als magnetischer *aftereffect* bekannte Effekt spielt bei der Aufmagnetisierung der eindomänigen nanostrukturierten Proben eine sehr untergeordnete Rolle, da die Strukturen klein sind. Eine Abschätzung zeigt, dass die Schichten innerhalb weniger Sekunden aufmagnetisiert sind. Besitzen die Strukturen allerdings die Dimensionen einiger Millimeter, wie es für die CIP-Proben der Fall ist, so ist eine Bestimmung des Magnetisierungszustands z. B. durch Messung des anomalen Hall-Effekts bei der Aufmagnetisierung erforderlich.

Unter Berücksichtigung der notwendigen langen Wartezeit bei der Einstellung des antiparallelen Magnetisierungszustandes zeigt sich für die makroskopischen Proben in CIP-Geometrie das selbe Verhalten der supraleitenden Sprungtemperaturen wie für die nanostrukturierten CPP-Proben: Die in Abbildung 4.25 dargestellte Messung zeigt eine Aufspaltung der kritischen Temperaturen von $\Delta T_c \approx 10 \text{ mK}$ mit einer erhöhten supraleitenden Sprungtemperatur im AP-Zustand. Diese Aufspaltung ist zwar immer noch kleiner

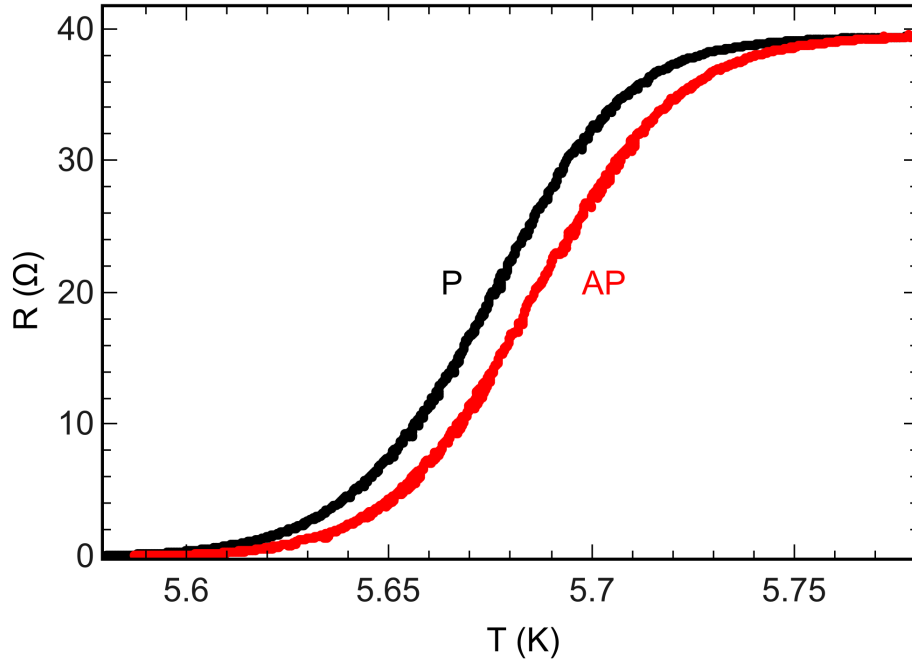


Abbildung 4.25: Kritische Temperaturen der Probe #FSF.070312.1.4 für den P-Zustand und den AP-Zustand nach einer Wartezeit bei $\mu_0 H = -0.64$ T von $t \approx 2000$ s. $I = 100$ μ A.

als die Aufspaltungen der nanostrukturierten Proben, aber bedingt durch die Größe der Probe kann nicht ausgeschlossen werden, dass selbst nach langer Wartezeit noch Domänen an Haftzentren verankert sind.

Damit ergibt sich für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben ein konsistentes Bild hinsichtlich der supraleitenden Sprungtemperaturen von F/S/F-Schichten mit paralleler und antiparalleler Konfiguration. Wenn die nötigen Bedingungen wie thermisches Gleichgewicht zwischen Probe und Thermometer sowie eine vollständige Magnetisierung der Schichten unter Berücksichtigung des magnetischen *aftereffects* eingehalten werden, wird $T_c^{AP} > T_c^P$ in Einklang mit dem Spin-Switch-Effekt aufgrund des Proximity-Effekts beobachtet. Allerdings sind die Proben von A. Singh *et al.* [11, 13] im Detail nicht mit den Proben dieser Arbeit vergleichbar, da sie unter veränderten Bedingungen hergestellt wurden (anderes Substrat, andere Temperaturen während des Aufdampfvorgangs und etwas veränderte Schichtfolge), bleibt die Frage, ob dort ebenfalls ein zeitabhängiges Magnetisierungsverhalten beobachtbar ist. Dies wurde durch eine Messung an der Probe #290806B aus dem Jahr 2006 verifiziert.

4.2.5 Probe #290806B, $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$

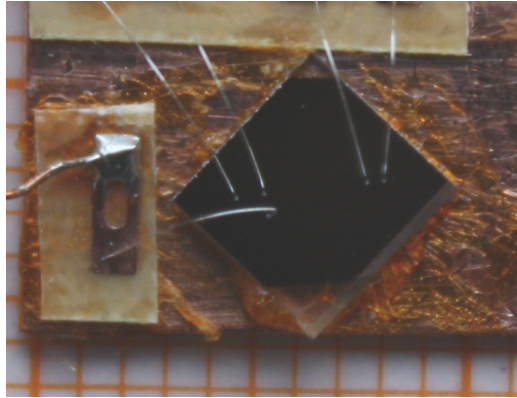


Abbildung 4.26: FSF-Probe #290806B von A. Singh aus dem Jahr 2006. $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$. Zur Messung von Widerstand und anomalem Hall-Effekt wurden fünf Kontakte mittels Wirebonder angebracht.

Die Probe #290806B, die von A. Singh im Rahmen der Arbeiten [11, 13] hergestellt wurde, besteht aus zwei ferromagnetischen Schichten mit der Schichtfolge $30 \text{ \AA Nb}_{T=650 \text{ °C}} / 50 \text{ \AA Pt} / [4 \text{ \AA Co} / 10 \text{ \AA Pt}]_6 / 10 \text{ \AA Pt}$ für den unteren Ferromagneten, der bis auf den Niob-Puffer bei einer Substrattemperatur von $T = 300 \text{ °C}$ aufgedampft wurde und $20 \text{ \AA Pt} / [6 \text{ \AA Co} / 10 \text{ \AA Pt}]_4 / 10 \text{ \AA Pt}$ für den oberen Ferromagneten, der bei $T < 100 \text{ °C}$ aufgedampft wurde. Dazwischen befindet sich eine bei ebenfalls $T < 100 \text{ °C}$ aufgebrachte Niob-Schicht der Dicke $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$. Das Saphir-Substrat ist ca. $5 \times 5 \text{ mm}^2$ groß und wurde, wie in Abbildung 4.26 zu sehen ist, fast vollständig mit den metallischen Filmen bedampft.

Da die Probe unstrukturiert hergestellt worden war, war eine Messung des anomalen Hall-Effekts nur schwer möglich. Es konnten mittels Wirebonder aber vier Kontakte für die Vierpunktmessung in einer Reihe sowie zusätzlich ein fünfter Kontakt gegenüber einem der Spannungsabgriffe befestigt werden. Die Messung des anomalen Hall-Effekts gestaltete sich entsprechend schwierig, da die Hall-Spannung trotz eines sehr hohen Probenstroms von $I = 4 \text{ mA}$ sehr klein und somit entsprechend verrauscht war.

Abbildung 4.27 zeigt die Messung des Hall-Effekts bei $T = 10 \text{ K}$ mit verschiedenen großen Rampraten für das angelegte externe Magnetfeld. Die Ramprate für den Teil der Messung von $\mu_0 H = +1.5 \text{ T}$ bis $\mu_0 H = -1.5 \text{ T}$ beträgt $\Delta\mu_0 H = 250 \text{ mT/min}$, für die entgegengesetzte Feldrichtung wurde sie hal-

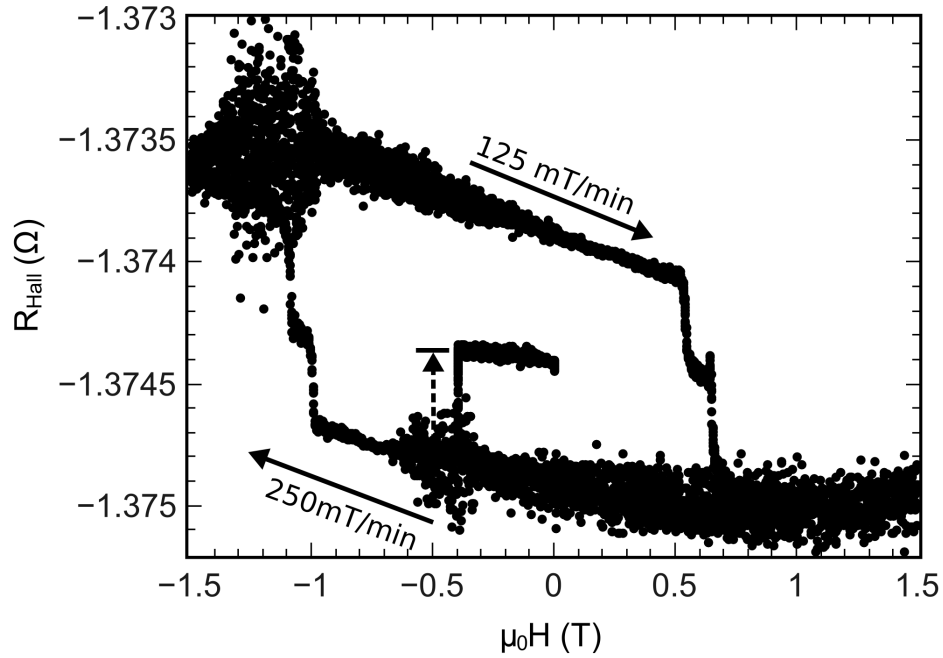


Abbildung 4.27: Hall-Effekt #290806B der F/S/F-Probe von A. Singh aus dem Jahr 2006. $d_{\text{Nb}} = 250 \text{ \AA}$. $I = 4000 \text{ \mu A}$.

biert. Dabei fällt sofort auf, dass die zwei Koerzitivfeldstärken bei der größeren Ramprate bei etwa $\mu_0 H_{\text{coerc1}} \approx -1 \text{ T}$ und $\mu_0 H_{\text{coerc2}} \approx -1.1 \text{ T}$ liegen, mit halbierten Ramprate bei etwa $\mu_0 H_{\text{coerc1}} \approx +0.52 \text{ T}$ und $\mu_0 H_{\text{coerc2}} \approx +0.65 \text{ T}$. Es deutet sich bereits bei dieser Messung an, dass die Magnetisierung auch in diesen Proben zeitabhängig ist. Der gestrichelte Pfeil in der Abbildung gibt die Position an, an der gewartet wurde, bis die Magnetisierung des AP-Zustands eingenommen worden ist.

Der zeitliche Verlauf des Hall-Widerstands bei einem Feld von $\mu_0 H = -0.33 \text{ T}$ ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Es ist leicht zu erkennen, dass die Magnetisierung einer der beiden ferromagnetischen Schichten etwa 400 Sekunden benötigt, um sich anders einzustellen. Unter Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit wurden, wie in Abbildung 4.29 dargestellt, Messungen der kritischen Temperatur bei einem Probenstrom von $I = 100 \text{ \mu A}$ für verschiedene Wartezeiten durchgeführt. Teil a) der Abbildung wurde nach einer Wartezeit von $t_a = 80 \text{ s}$, Teil b) nach einer Wartezeit von etwa $t_b = 500 \text{ s}$ durchgeführt. Die Messungen für parallele Magnetisierungseinstellung zeigen beide eine Sprungtemperatur von $T_c \approx 5.75 \text{ K}$, für antiparallele Magnetisierung ergeben sich unterschiedliche Werte. Nach der kurzen Wartezeit (a)) ist

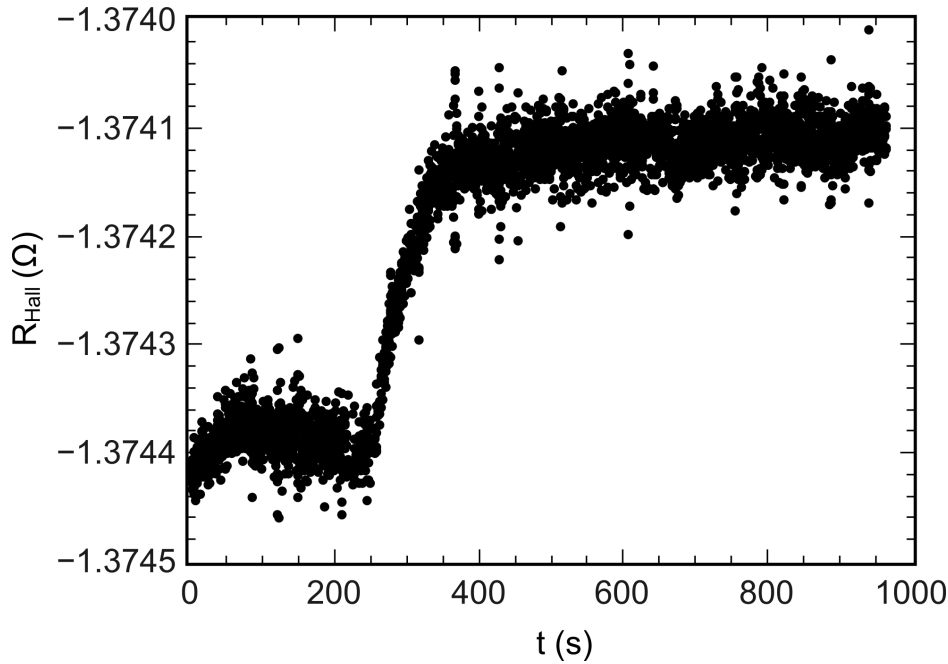


Abbildung 4.28: Zeitabhängiger Widerstand der Hall-Effekt-Messung bei einem Magnetfeld von $\mu_0 H = -0.33$ T.

die Sprungtemperatur gegenüber der des P-Zustandes zu niedrigeren Werten verschoben, was also einem D-Zustand ähnelt, nach der langen Wartezeit ergibt sich eine höhere Sprungtemperatur des AP-Zustands. Die Breite des supraleitenden Übergangs δT_c ist für den AP-Zustand in Abbildung 4.29 b) größer als für den P-Zustand und ebenfalls größer als für den weiter unter liegenden AP-Übergang in Abbildung 4.29 a). Wenn die Verbreiterung der supraleitenden Übergänge durch domäneninduzierte Streufelder zustandekommt (siehe Seite 62), dann scheint die Probe in Abbildung 4.29 b) immer noch nicht im eindomänigen AP-Zustand zu sein. Diese Frage kann aber an dieser Stelle ohne eine genauere Untersuchung der tatsächlichen Domänenstruktur nicht beantwortet werden.

Eine Magnetkraftmikroskopmessung (MFM), die im Magnetfeld getätigt wird, dauert mehrere Minuten pro Bild. Da es aber nur etwa zehn Minuten braucht, um die Schicht vollständig aufzumagnetisieren, kann sich bei einer MFM-Aufnahme im externen Magnetfeld bereits wieder ein eindomäniger AP-Zustand eingestellt haben. Daher könnte dies eine Erklärung dafür sein, dass Singh *et al.* [13] keine Domänenstruktur für den AP-Zustand sehen konnten. Eine bessere Methode wäre, MFM-Messungen im Nullfeld nach

entsprechender Einstellung der P- und AP-Zustände zu machen.

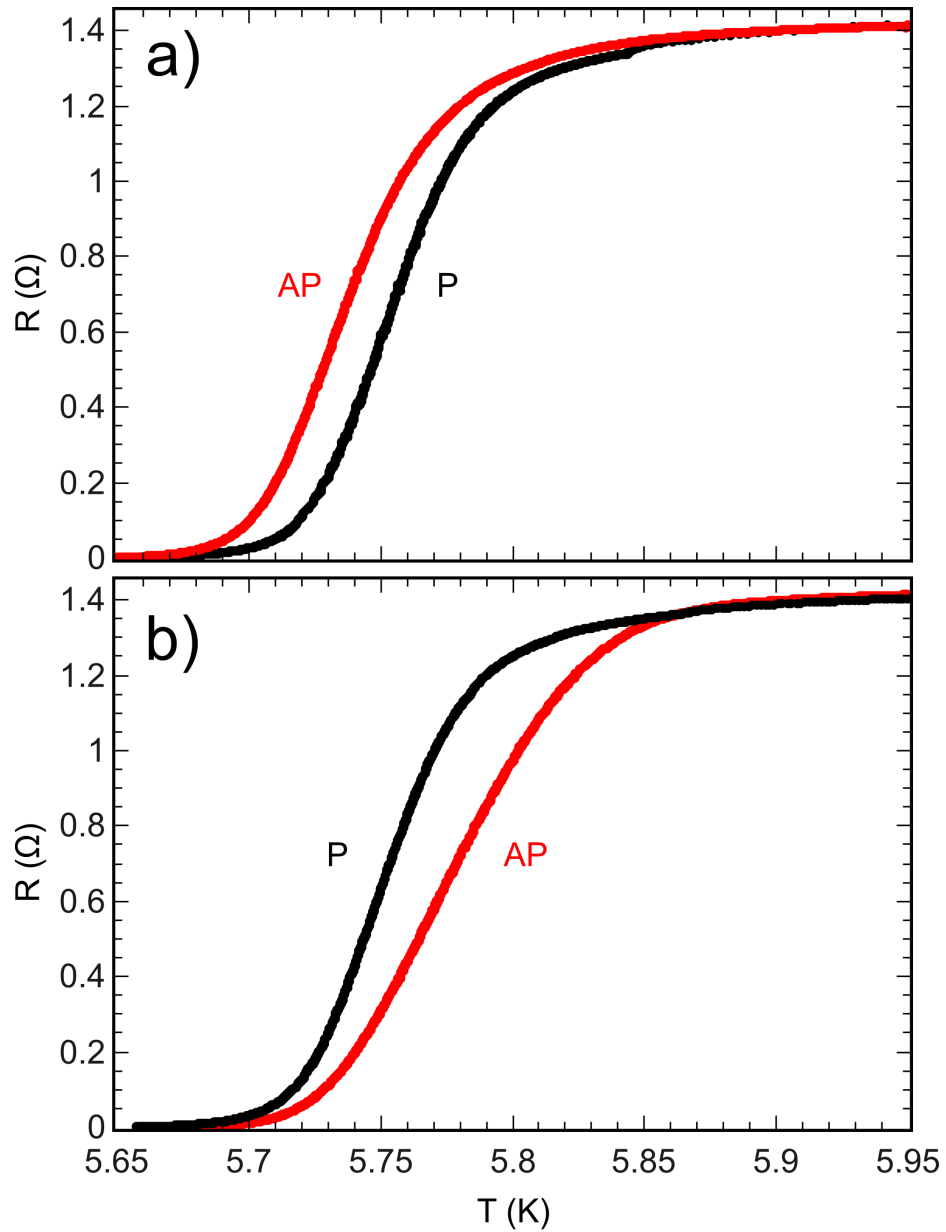


Abbildung 4.29: Temperaturabhängiger Widerstand der Probe #290806B nach einer Wartezeit von a) $t_a = 80$ s und b) $t_b = 500$ s bei der Einstellung des AP-Zustands.

4.2.6 Zusammenfassende Diskussion

Alle untersuchten Proben in CIP-Geometrie zeigten, dass die Magnetisierung des AP-Zustands zeitabhängig ist.

Werden die Proben ohne eine entsprechende Wartezeit aufmagnetisiert, führt das zu verschiedenen magnetischen Konfigurationen. Das Verhalten der supraleitenden Sprungtemperatur des AP-Zustands ist nicht eindeutig und führt zu größeren oder kleineren Werten im Vergleich zur Sprungtemperatur des P-Zustands: $T_c^{AP} \gtrless T_c^P$.

Mit entsprechend langer Wartezeit während des Magnetisierungsvorgangs ergab sich ein eindeutiges Verhalten der kritischen Sprungtemperaturen: $T_c^{AP} > T_c^P$. Dieses Verhalten steht mit den Messungen der Proben in CPP-Geometrie in Einklang und spricht somit ebenfalls gegen einen inversen Spin-Switch-Effekt, der durch Spin-Akkumulation erzeugt wird. Auch hier kann der Spin-Switch-Effekt durch die Proximity-Effekt-Theorie erklärt werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des elektrischen Transports durch supraleitende Schichten zwischen Ferromagneten mit senkrechter Magnetisierungsrichtung. Dabei galt es vor allem, die Frage nach dem inversen Spin-Switch-Effekt in solchen Ferromagnet / Supraleiter / Ferromagnet (F/S/F)-Kontakten genauer zu untersuchen. In den vorangegangenen Arbeiten von A. Singh [11, 13] wurden ferromagnetische Schichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie untersucht, die Hinweise auf Spin-Akkumulation als Ursache des beobachteten inversen Spin-Switch-Effekts lieferten. Es war eines der Anliegen, durch nanostrukturierte Proben in current-perpendicular-to-plane (CPP)-Geometrie den Effekt der spinabhängigen Streuung genauer zu untersuchen. Ziel war auch, mit den F/S/F-Proben unter der typischen ferromagnetischen Domänenengröße zu bleiben, um Streufelder durch Domänenwände zu vermeiden, die die Supraleitung beeinflussen können.

Nanostrukturierte Proben, die diese Bedingungen erfüllen, konnten durch Schattenbedampfung hergestellt werden. Die nanostrukturierten F/S/F-Proben, die einer CPP-Geometrie nahekommen, zeigten keinerlei Hinweise auf einen inversen Spin-Switch-Effekt. Es zeigte sich das durch de Gennes [1] und Tagirov [4] beschriebene Verhalten des normalen Spin-Switch-Effekts. Die supraleitende Übergangstemperatur T_c war in allen Messungen im antiparallelen AP-Zustand höher als im parallelen P-Zustand ($T_c^{AP} > T_c^P$), was durch den supraleitenden Proximity-Effekt erklärt werden kann. Das ferromagnetische Austauschfeld hebt sich für den AP-Zustand im Supraleiter teilweise auf und verringert somit eine Paarbrechung der Cooper-Paare.

Alle Messungen in dieser Arbeit wurden im thermischen Gleichgewicht (Temperaturstabilität besser als ± 0.1 mK) durchgeführt. Außerdem wurde die Magnetisierungsorientierung der ferromagnetischen Schichten durch Messung

des anomalen Hall-Effekts kontrolliert, um Domänenzustände auszuschließen.

Mit systematischen Messungen an F/S/F-Proben in current-in-plane (CIP)-Geometrie, die durch das gleichzeitige Aufdampfen mit den nanostrukturierten Proben den gleichen Schichtaufbau besaßen, konnte auf eine zeitlich abhängige Magnetisierung, die auf langsame Domänenwandbewegung schließen ließ, geschlossen werden. Detaillierte Untersuchungen des Hall-Effekts ergaben, dass eine Einstellung des eindomänigen AP-Zustands im Bereich zwischen Minuten und Stunden dauert. Bei der Einstellung von AP-Zuständen werden also zunächst Domänenzustände erzeugt, deren magnetische Streufelder in den Supraleiter eindringen und das Aufbrechen von Cooper-Paaren fördern.

Unter Berücksichtigung dieses magnetischen *after effects* konnte sowohl für die in dieser Arbeit hergestellten CIP- und CPP-Proben, als auch für Proben aus den vorangegangenen Arbeiten AP-Zustände eingestellt werden, für die $T_c^{AP} > T_c^P$ gemessen wurde. Dieses Verhalten spricht gegen den inversen Spin-Switch-Effekt aufgrund von Spin-Akkumulation.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse sind im Einklang mit denen von Zhu *et al.* [26], die den inversen Spin-Switch-Effekt auf Streufelder durch korrelierte Domänenwände der ferromagnetischen Schichten mit in-plane Magnetisierung zurückführen, wenn sich das System durch zu geringe Unterschiede in den Koerzitivfeldstärken der beiden F-Schichten in einem D- statt AP-Zustand befindet. Da die Magnetisierungskurven von A. Singh aber deutliche Unterschiede in den Koerzitivfeldstärken zeigten und durch MFM-Messungen eindomänige P- und AP-Zustände nachgewiesen werden konnten, war die Ursache des inversen Spin-Switch-Effekts zu diesem früheren Zeitpunkt noch nicht geklärt. Weller *et al.* [18] berichten für CoPt-Multilagen über schnelle Domänenwandbewegung. Da außerdem der magnetische *after effect* durch die Dauer einer MFM-Messung überdeckt wird, war die langsame Ummagnetisierung in den F/S/F-Proben unerwartet.

Weder in den Magnetwiderstandsmessungen noch in der Differenz der kritischen Temperaturen ΔT_c^{AP-P} wurden Hinweise auf Spin-Akkumulation gefunden. Es stellt sich also die Frage, ob ein solcher Effekt tatsächlich in F/S/F-Schichtsystemen mit senkrechter Magnetisierungsrichtung auftreten kann.

Anhang A

Messdaten

A.1 CPP-Probe #FSF_131011_1_2, $d_{Nb} = 300 \text{ \AA}$, $R(T)$ -Abhängigkeit

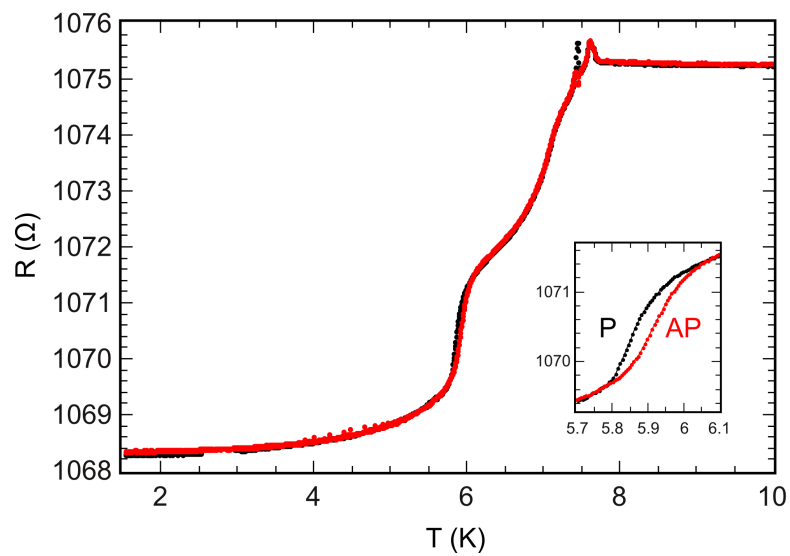


Abbildung A.1: Probe #FSF_131011_1.2 ($I = 5 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 48 \text{ mK}$.

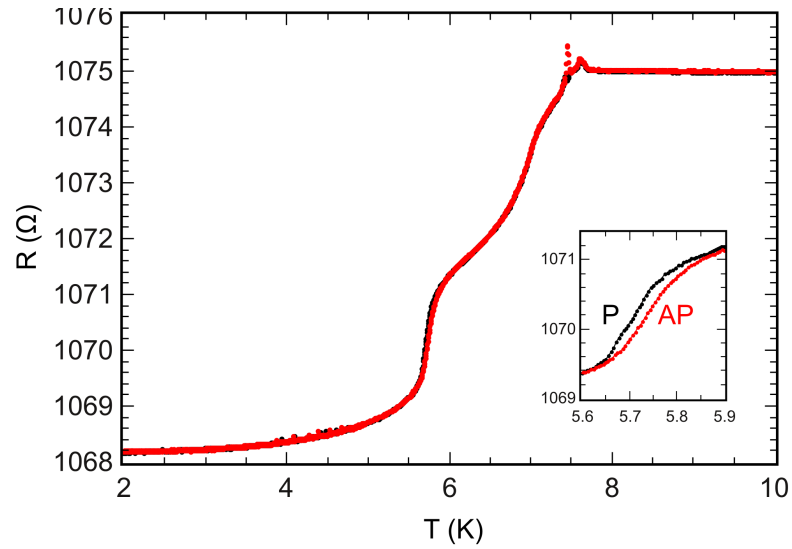


Abbildung A.2: Probe #FSF_131011.1.2 ($I = 10 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 28 \text{ mK}$.

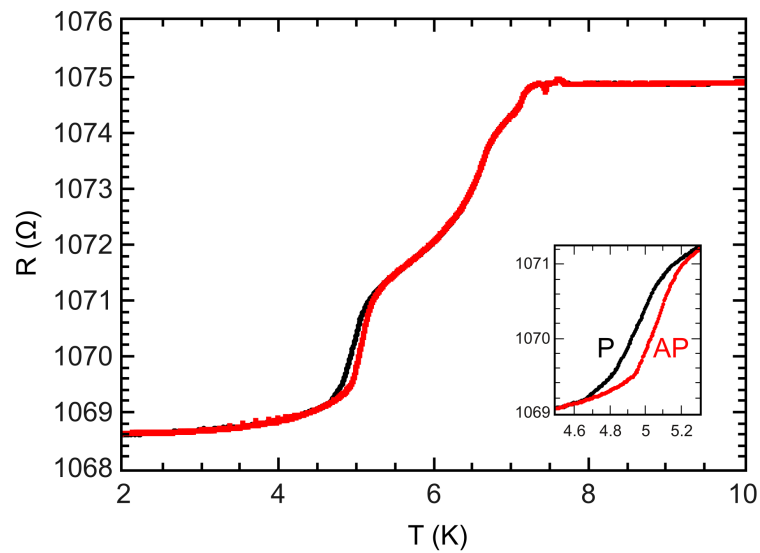


Abbildung A.3: Probe #FSF_131011.1.2 ($I = 20 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 106.4 \text{ mK}$.

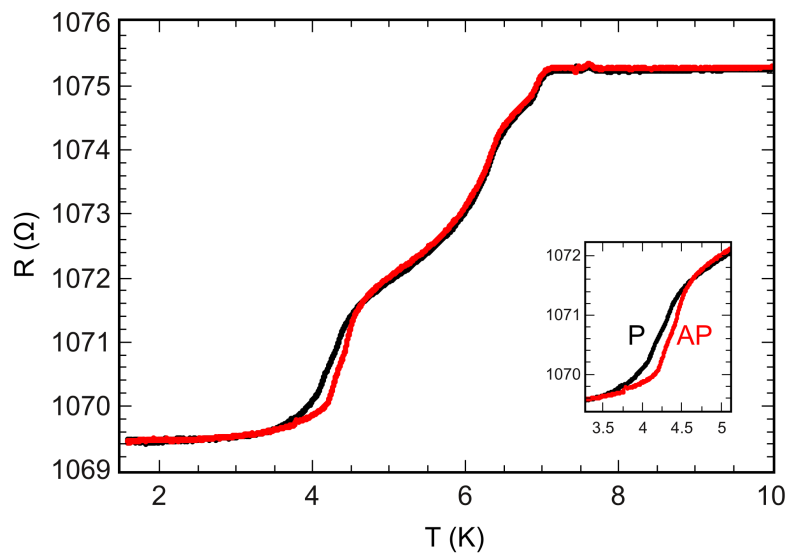


Abbildung A.4: Probe #FSF_131011.1.2 ($I = 25 \text{ \mu A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 143.1 \text{ mK}$.

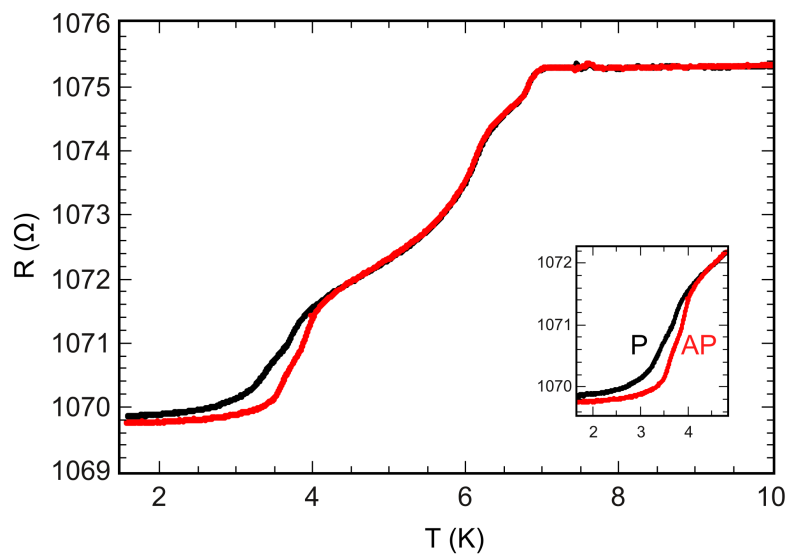


Abbildung A.5: Probe #FSF_131011.1.2 ($I = 27.5 \text{ \mu A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 273 \text{ mK}$.

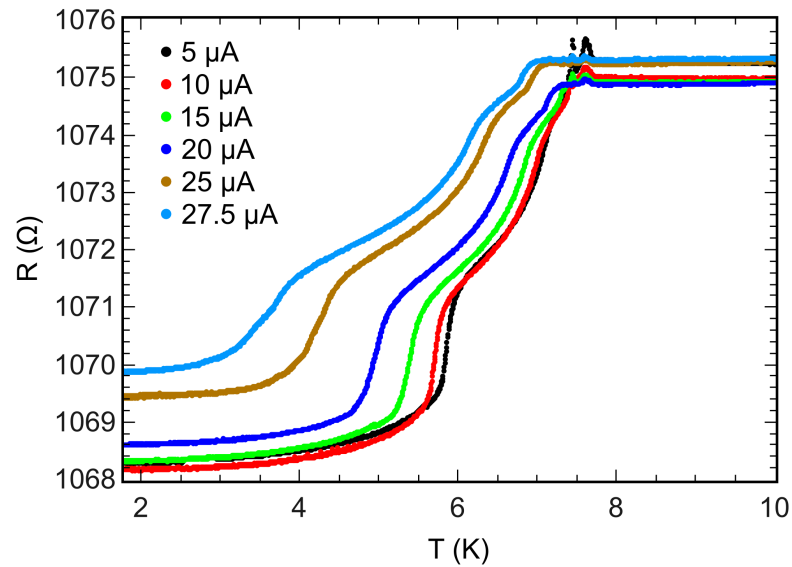


Abbildung A.6: Temperaturabhängige Widerstandsmessung der Probe #FSF_131011.1.2 im P-Zustand bei verschiedenen Messströmen. Widerstand nicht verschoben.

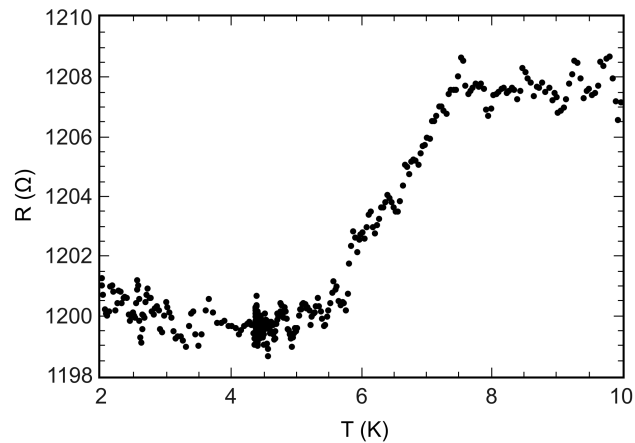


Abbildung A.7: Temperaturabhängige Widerstandsmessung der Probe #FSF_131011.1.2 ohne genaue Kenntnis über den Magnetisierungszustand (jungfräuliche Kurve). Die Messung wurde bei einem AC-Strom $I_{AC} = 50 \text{ nA}$ aufgenommen. Für ein Spannungsmaximum von $U \approx 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ V}$ würde man ein Widerstandsmaximum bei $T \approx 7.5 \text{ K}$ von $\Delta R \approx 36 \text{ } \Omega$ erwarten. Dies tritt bei AC-Messungen jedoch nicht auf.

A.2 CPP-Probe #FSF_291111_1_2b, $d_{Nb} = 275 \text{ \AA}$, $R(T)$ -Abhängigkeit

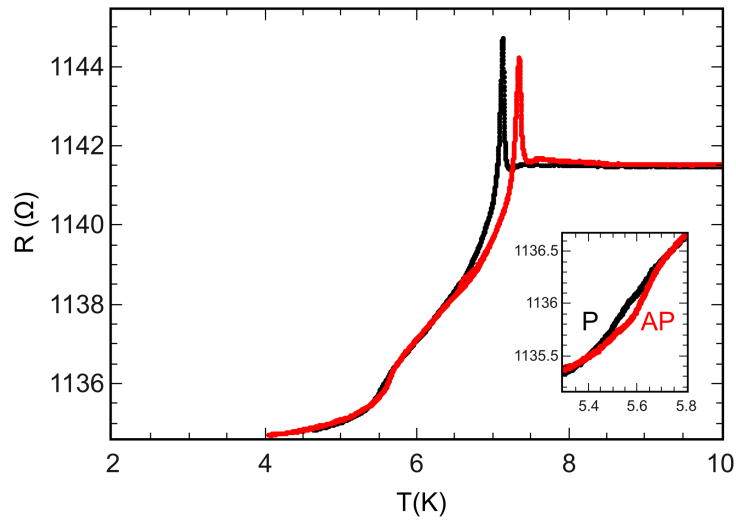


Abbildung A.8: Probe #FSF_291111_1_2b ($I = 5 \text{ \mu A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 55 \text{ mK}$.

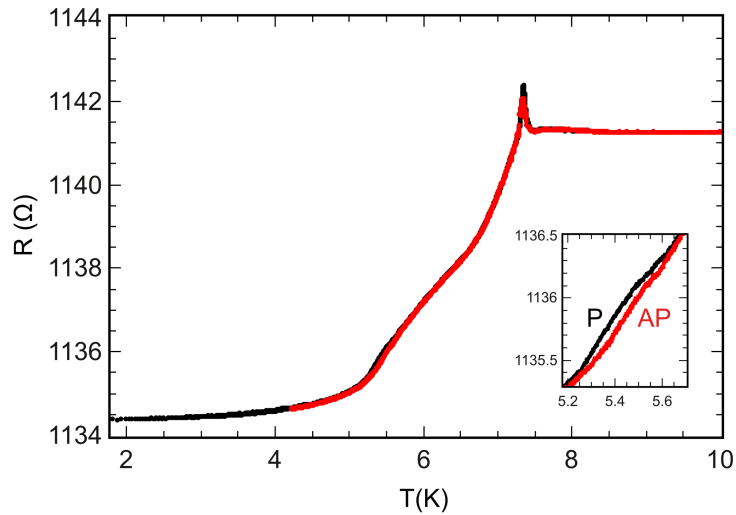


Abbildung A.9: Probe #FSF_291111_1_2b ($I = 10 \text{ \mu A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 43 \text{ mK}$. Die rote (AP) Kurve wurde um $58 \text{ m}\Omega$ nach unten verschoben.

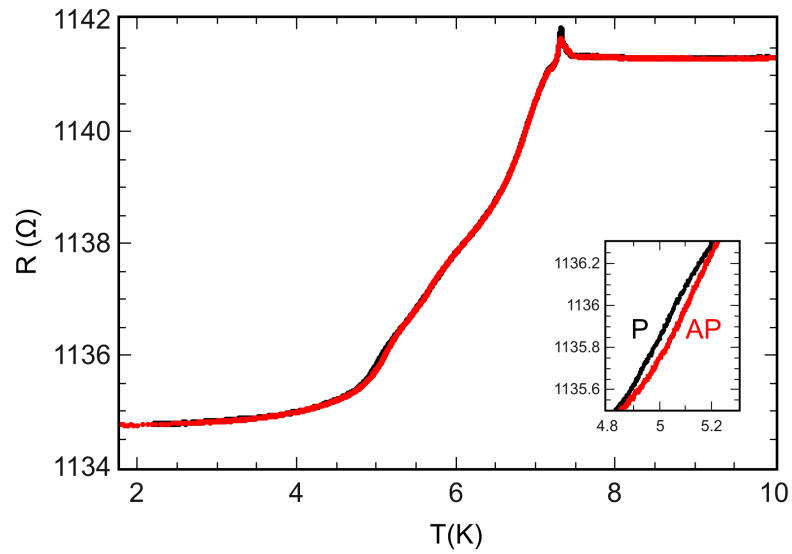


Abbildung A.10: Probe #FSF_291111_1.2b ($I = 15 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 38.5 \text{ mK}$. Die rote (AP) Kurve wurde um $43 \text{ m}\Omega$ nach unten verschoben.

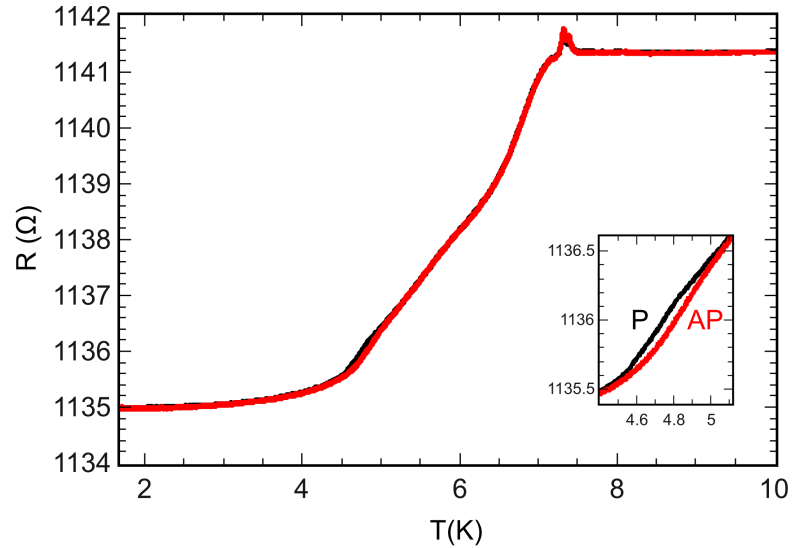


Abbildung A.11: Probe #FSF_291111_1.2b ($I = 17.5 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 50 \text{ mK}$. Die rote (AP) Kurve wurde um $43 \text{ m}\Omega$ nach unten verschoben.

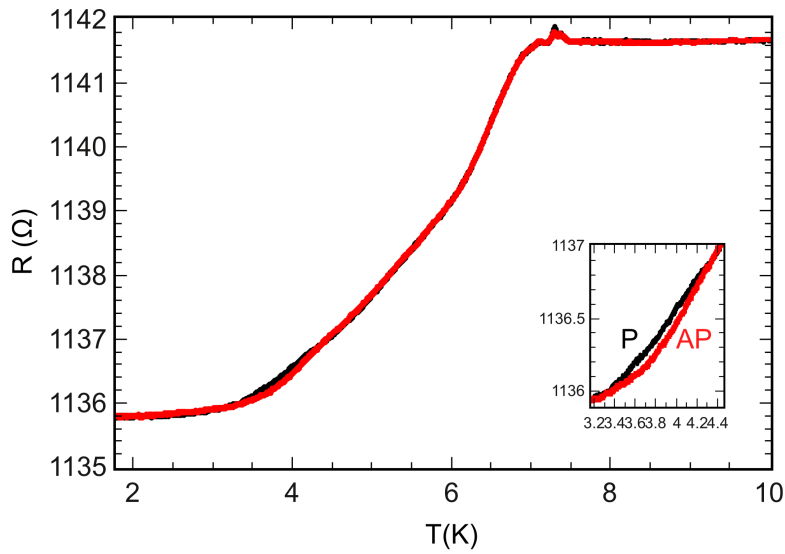


Abbildung A.12: Probe #FSF_291111.1.2b ($I = 22.5 \text{ \mu A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 92 \text{ mK}$. Die rote (AP) Kurve wurde um $30 \text{ m}\Omega$ nach unten verschoben.

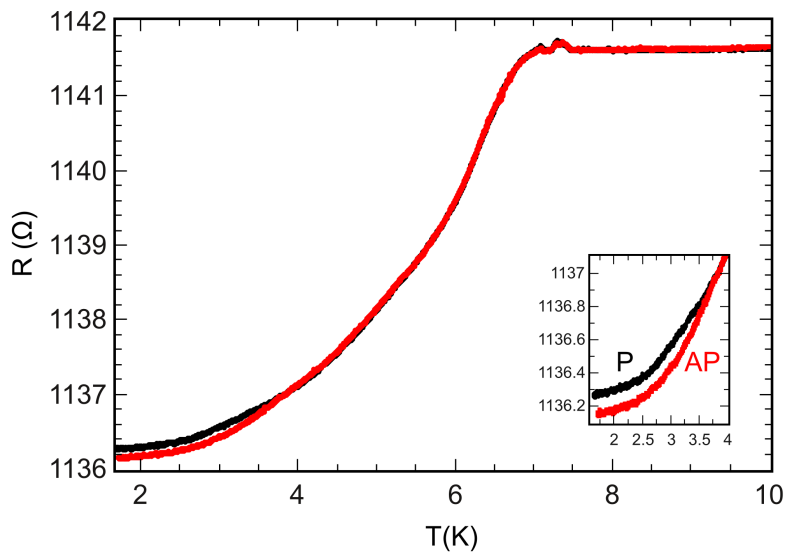


Abbildung A.13: Probe #FSF_291111.1.2b ($I = 25 \text{ \mu A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 238 \text{ mK}$. Die rote (AP) Kurve wurde um $28 \text{ m}\Omega$ nach unten verschoben.

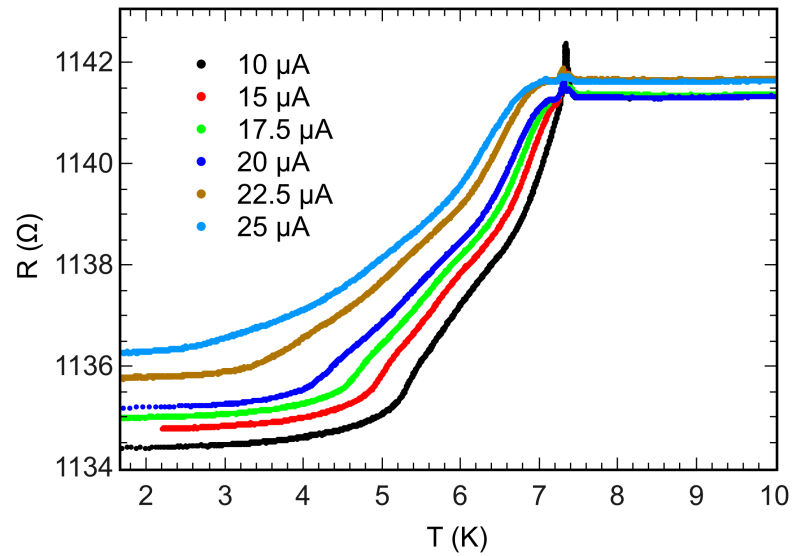


Abbildung A.14: Temperaturabhängige Widerstandsmessung der Probe #FSF_291111.1_2b bei verschiedenen Messströmen.

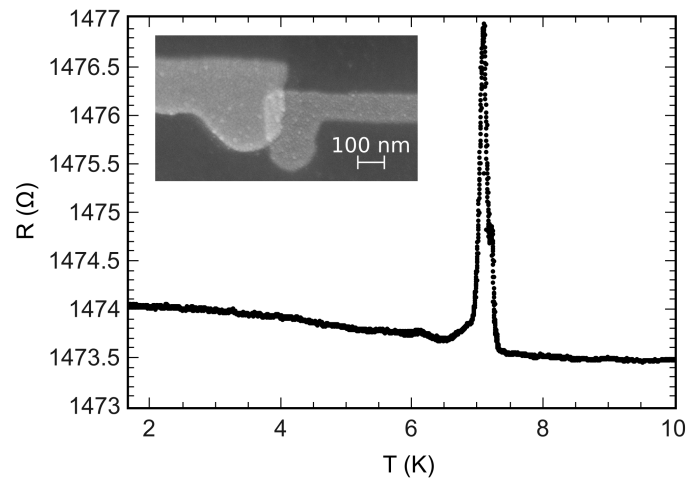


Abbildung A.15: Temperaturabhängiger Widerstand der Referenzprobe #FSF_291111.1_1 ($I = 5 \mu\text{A}$). Das REM-Bild zeigt den FN-Kontakt in Nahaufnahme. Auch hier ist ein Spannungsmaximum bei $T \approx 7 \text{ K}$ zu sehen, der seinen Ursprung in der Geometrie der Kontakte außerhalb der 4-Punkt-Messung zu haben scheint.

A.3 CPP-Probe #FSF_240212.1.2, $d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$, $R(T)$ -Abhängigkeit

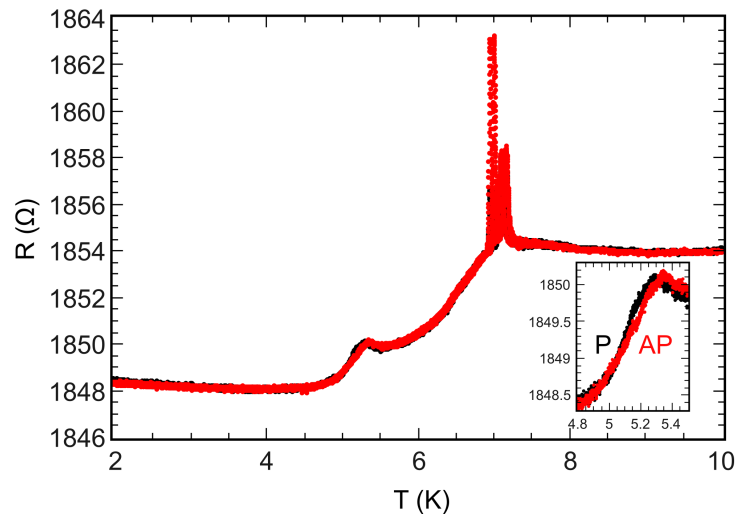


Abbildung A.16: Probe #FSF_240212.1.2 ($I = 1 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 48 \text{ mK}$.

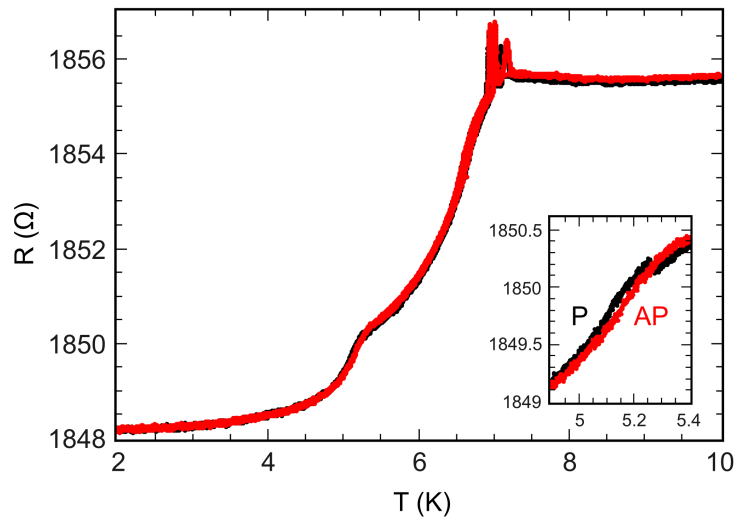


Abbildung A.17: Probe #FSF_240212.1.2 ($I = 5 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 38 \text{ mK}$.

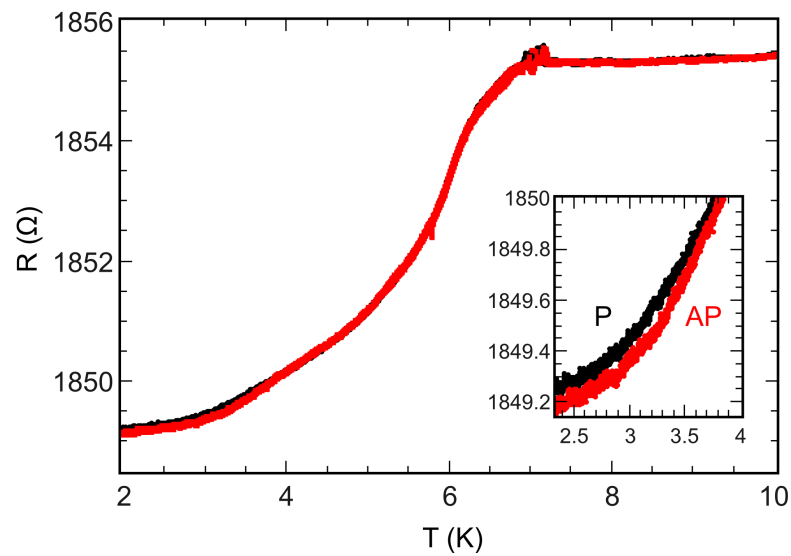


Abbildung A.18: Probe #FSF_240212.1.2 ($I = 15 \mu\text{A}$). Inset: Aufspaltung $\Delta T_c^{AP-P} \approx 138 \text{ mK}$.

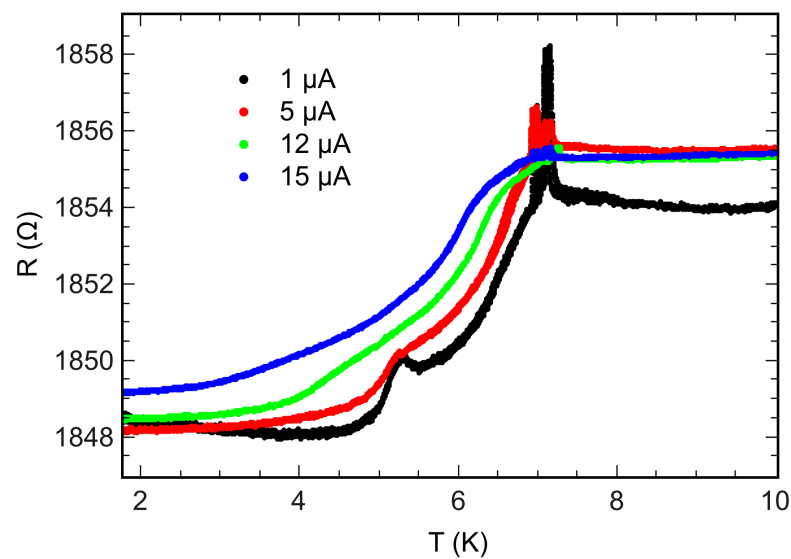


Abbildung A.19: Temperaturabhängige Widerstandsmessung der Probe #FSF_240212.1.2 bei verschiedenen Messströmen.

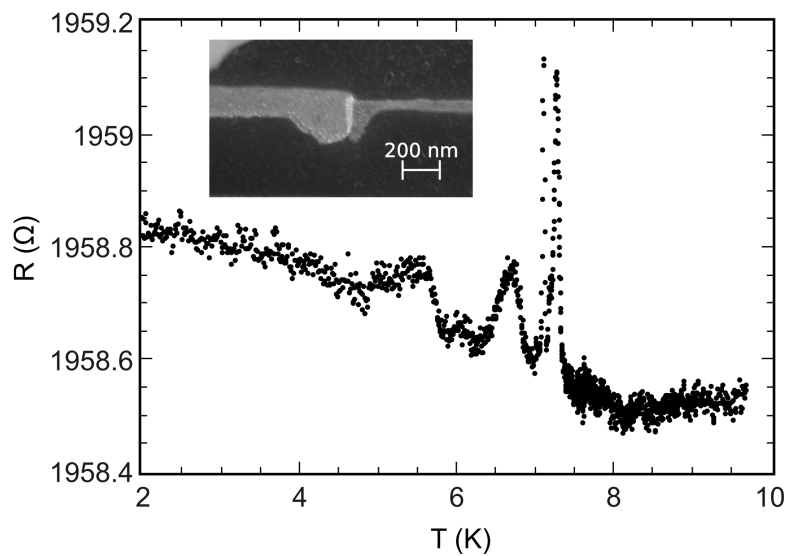


Abbildung A.20: Temperaturabhängiger Widerstand der Referenzprobe #FSF_240212.1.1 ($I = 5 \text{ \mu A}$). Im Widerstandsverlauf sind mehrere kleine Maxima zu sehen. Weiterhin ist der große Offset-Widerstand zu beachten, der der relativ schmalen Platin-Zuleitung zuzuschreiben ist (rechte Seite der Elektronenmikroskopaufnahme).

A.4 CIP-Probe #FSF_070312_1_4,
 $d_{Nb} = 250 \text{ \AA}$, Hall-Effekt

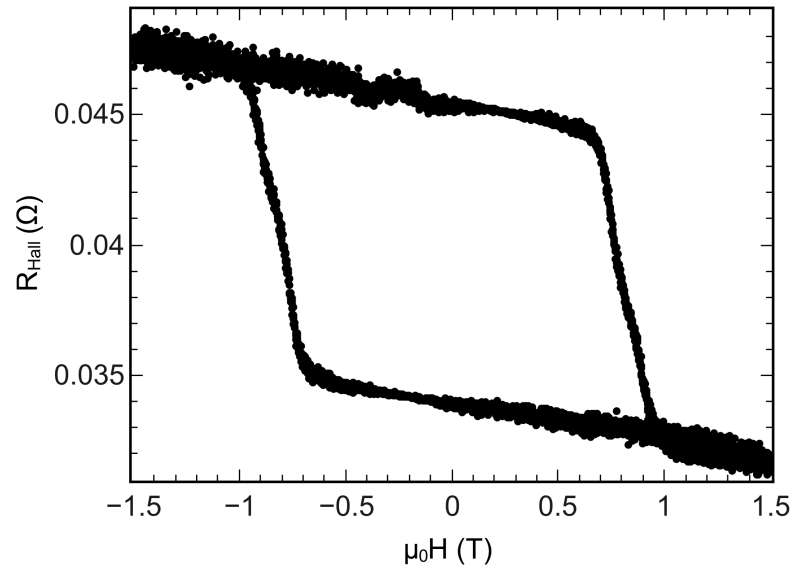


Abbildung A.21: Messung des Hall-Effekts bei $T = 10\text{K}$. Magnetfeld-Ramprate $\Delta\mu_0 H = 250 \text{ mT/min}$. $I = 500 \text{ }\mu\text{A}$.

A.5 #FSF_291111_1_2b, Stromabhängigkeit von T_c

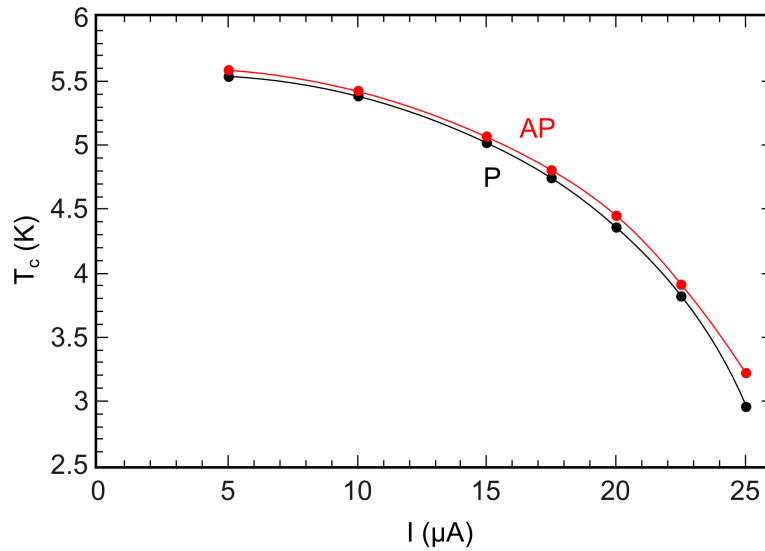


Abbildung A.22: Kritische Temperatur in Abhängigkeit des Stroms der Probe #FSF_291111_1_2b.

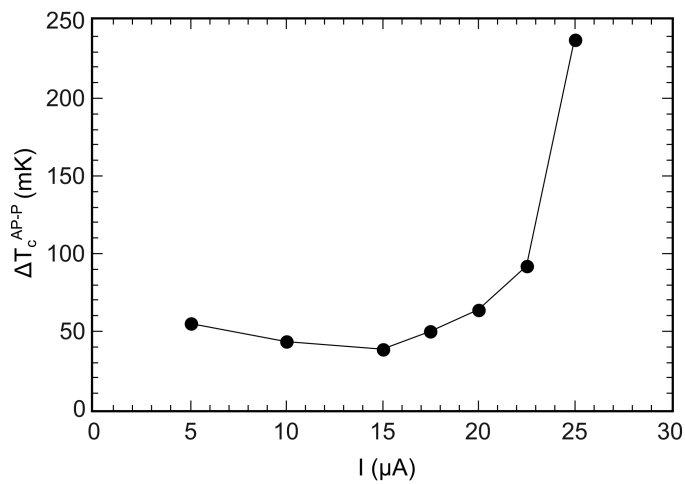


Abbildung A.23: Aufspaltungen der kritischen Temperatur zwischen AP- und P-Zustand der Probe #FSF_291111_1_2b.

A.6 #FSF_240212_1_2, Stromabhängigkeit von T_c

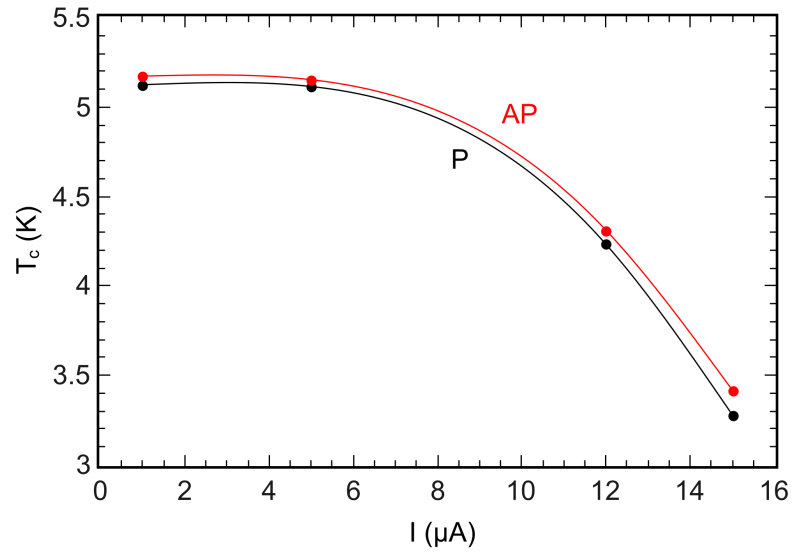


Abbildung A.24: Kritische Temperatur in Abhängigkeit des Stroms der Probe #FSF_240212_1_2.

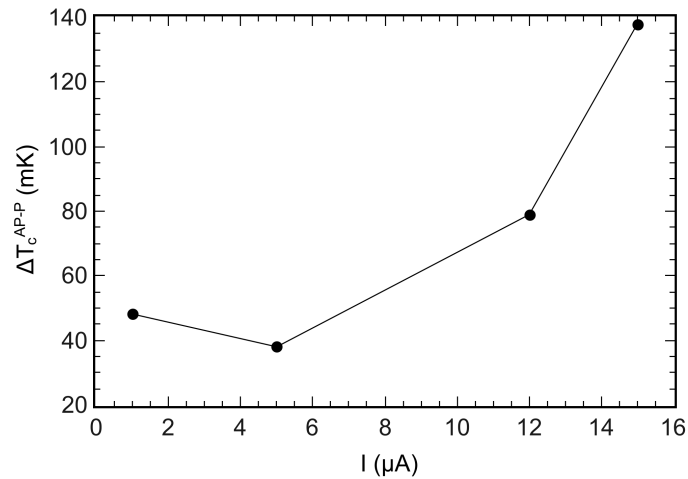


Abbildung A.25: Aufspaltungen der kritischen Temperatur zwischen AP- und P-Zustand der Probe #FSF_240212_1_2.

Anhang B

Parameter

B.1 RIE Rezept

- 0=Hochvakuum
- 1=Temperatur Elektrode 23,0 °C
- 2=Wartezeit 00:45:00
- 3=Gas ein MFC 3 50,0 sccm ' CHF3
- 4=Gas ein MFC 1 5,0 sccm ' O2
- 5=Reaktordruck 6,00 Pa
- 6=Wartezeit 120
- 7=HF-Generator ein Leistung 140,0 W
- 8=Wartezeit 170
- 9=HF-Generator aus
- 10=Gas aus MFC 3 ' CHF3
- 11=Gas aus MFC 1 ' O2
- 12=Reaktordruck 0,00 Pa
- 13=Wartezeit 60
- 14=Hochvakuum
- 15=Wartezeit 60
- 16=Gas ein MFC 1 27,0 sccm ' O2
- 17=Reaktordruck 26,00 Pa
- 18=Wartezeit 120
- 19=HF-Generator ein Leistung 100,0 W
- 20=Wartezeit 300
- 21=HF-Generator aus
- 22=Gas aus MFC 1 ' O2
- 23=Reaktordruck 0,00 Pa
- 24=Wartezeit 60

25=Hochvakuum
 26=Wartezeit 60
 27=Reaktor belüften

Makro REM

```

OpenDatabase(C:\Elphy32\User\montbrun\GDSII\CPP-3.csf)
BeamOff()
SemExtern()
DriveUV( 4 , 5 )
SendDSM(CTRB)
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 3)
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
ViewStructure( 2011-1 )
SetWorkingArea( -500 , -500 , 500 , 500 )
ViewStructure( 2011-1 )
!WorkingAreaPosition()
Wait(10)
!*****Dwelltime fuer 10mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.140274 )
SetVariable( SplDwellTime , 0.178082 )
SetVariable( BeamControl.SplDwellTime, 0.178082 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
SetExposureParameter()
Exposure( 2011-1 )
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 6)
!*****Dwelltime fuer 120mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.000829 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 1 )
SetExposureParameter()
Exposure( 2011-1 )
BeamOff()

```

```
SemExtern()
!DriveUV( 0 , 0 )

BeamOff()
SemExtern()
DriveUV( 5 , 6.5 )
SendDSM(CTRB)
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 3)
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
ViewStructure( 2011-1-ref )
SetWorkingArea( -500 , -500 , 500 , 500 )
ViewStructure( 2011-1-ref )
!WorkingAreaPosition()
Wait(10)
!*****Dwelltime fuer 10mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.140274 )
SetVariable( SplDwellTime , 0.178082 )
SetVariable( BeamControl.SplDwellTime, 0.178082 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
SetExposureParameter()
Exposure( 2011-1-ref )
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 6)
!*****Dwelltime fuer 120mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.000829 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 1 )
SetExposureParameter()
Exposure( 2011-1-ref )
BeamOff()
SemExtern()
!DriveUV( 0 , 0 )

BeamOff()
SemExtern()
DriveUV( 5 , 3.5 )
```

```

SendDSM(CTRB)
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 3)
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
ViewStructure( Hall )
SetWorkingArea( -500 , -500 , 500 , 500 )
ViewStructure( Hall )
!WorkingAreaPosition()
Wait(10)
!*****Dwelltime fuer 10mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.140274 )
SetVariable( SplDwellTime , 0.178082 )
SetVariable( BeamControl.SplDwellTime, 0.178082 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
SetExposureParameter()
Exposure( Hall )
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 6)
!*****Dwelltime fuer 120mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.000829 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 1 )
SetExposureParameter()
Exposure( Hall )
BeamOff()
SemExtern()
DriveUV( 0 , 0 )

BeamOff()
SemExtern()
DriveUV( 6 , 5 )
SendDSM(CTRB)
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 3)
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
ViewStructure( 2011-1 )

```

```
SetWorkingArea( -500 , -500 , 500 , 500 )
ViewStructure( 2011-1 )
!WorkingAreaPosition()
Wait(10)
!*****Dwelltime fuer 10mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.140274 )
SetVariable( SplDwellTime , 0.178082 )
SetVariable( BeamControl.SplDwellTime, 0.178082 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 0 )
SetExposureParameter()
Exposure( 2011-1 )
setmagnification(42)
SendDSM(Aper 6)
!*****Dwelltime fuer 120mu Blende setzen*****
SetVariable( DwellTime , 0.000829 )
!*****
UnselectAllExposedLayer()
SelectExposedLayer( 1 )
SetExposureParameter()
Exposure( 2011-1 )
BeamOff()
SemExtern()
DriveUV( 0 , 0 )
SendDSM(Aper 3)
```


Literaturverzeichnis

- [1] P. D. Gennes. *Coupling between ferromagnets through a superconducting layer*. Physics Letters **23**, 10 (1966). doi:10.1016/0031-9163(66)90229-0.
- [2] J. J. Hauser. *Coupling Between Ferrimagnetic Insulators Through a Superconducting Layer*. Phys. Rev. Lett. **23**, 374 (1969). doi:10.1103/PhysRevLett.23.374.
- [3] G. Deutscher, F. Meunier. *Coupling Between Ferromagnetic Layers Through a Superconductor*. Phys. Rev. Lett. **22**, 395 (1969). doi:10.1103/PhysRevLett.22.395.
- [4] L. R. Tagirov. *Low-Field Superconducting Spin Switch Based on a Superconductor / Ferromagnet Multilayer*. Phys. Rev. Lett. **83**, 2058 (1999). doi:10.1103/PhysRevLett.83.2058.
- [5] J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Y. B. Bazaliy, S. D. Bader. *Magnetization-Orientation Dependence of the Superconducting Transition Temperature in the Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet System: CuNi / Nb / CuNi*. Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002). doi:10.1103/PhysRevLett.89.267001.
- [6] I. C. Moraru, W. P. Pratt, N. O. Birge. *Magnetization-Dependent T_c Shift in Ferromagnet/Superconductor/Ferromagnet Trilayers with a Strong Ferromagnet*. Phys. Rev. Lett. **96**, 037004 (2006). doi:10.1103/PhysRevLett.96.037004.
- [7] A. Y. Rusanov, S. Habraken, J. Aarts. *Inverse spin switch effects in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers with strong ferromagnets*. Phys. Rev. B **73**, 060505 (2006). doi:10.1103/PhysRevB.73.060505.
- [8] R. Steiner, P. Ziemann. *Magnetic switching of the superconducting transition temperature in layered ferromagnetic/superconducting hybrids*:

- Spin switch versus stray field effects.* Phys. Rev. B **74**, 094504 (2006). doi:10.1103/PhysRevB.74.094504.
- [9] D. Stamopoulos, E. Manios, M. Pissas. *Stray-fields-based magnetoresistance mechanism in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Nb- $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ trilayered hybrids.* Phys. Rev. B **75**, 184504 (2007). doi:10.1103/PhysRevB.75.184504.
- [10] N. M. Nemes, M. García-Hernández, S. G. E. te Velthuis, A. Hoffmann, C. Visani, J. Garcia-Barriocanal, V. Peña, D. Arias, Z. Sefrioui, C. Leon, J. Santamaría. *Origin of the inverse spin-switch behavior in manganite/cuprate/manganite trilayers.* Phys. Rev. B **78**, 094515 (2008). doi:10.1103/PhysRevB.78.094515.
- [11] A. Singh, C. Sürgers, H. v. Löhneysen. *Superconducting spin switch with perpendicular magnetic anisotropy.* Phys. Rev. B **75**, 024513 (2007). doi:10.1103/PhysRevB.75.024513.
- [12] A. Y. Rusanov, M. Hesselberth, J. Aarts, A. I. Buzdin. *Enhancement of the Superconducting Transition Temperature in Nb/Permalloy Bilayers by Controlling the Domain State of the Ferromagnet.* Phys. Rev. Lett. **93**, 057002 (2004). doi:10.1103/PhysRevLett.93.057002.
- [13] A. Singh, C. Sürgers, R. Hoffmann, H. v. Löhneysen, T. V. Ashworth, N. Pilet, H. J. Hug. *Spin-polarized current versus stray field in a perpendicularly magnetized superconducting spin switch.* Applied Physics Letters **91**, 152504 (2007). doi:10.1063/1.2794424.
- [14] J. Y. Gu, J. A. Caballero, R. D. Slater, R. Loloee, W. P. Pratt. *Direct measurement of quasiparticle evanescent waves in a dirty superconductor.* Phys. Rev. B **66**, 140507 (2002). doi:10.1103/PhysRevB.66.140507.
- [15] C. Bell, G. Burnell, D.-J. Kang, R. H. Hadfield, M. J. Kappers, M. G. Blamire. *Fabrication of nanoscale heterostructure devices with a focused ion beam microscope.* Nanotechnology **14**, 630 (2003).
- [16] T. Hoss, C. Strunk, C. Sürgers, C. Schönenberger. *UHV compatible nanostructuring technique for mesoscopic hybrid devices: application to superconductor/ferromagnet Josephson contacts.* Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **14**, 341 (2002). doi:10.1016/S1386-9477(01)00168-0.
- [17] A. Hubert, R. Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer, 1998). ISBN 9783540641087.

- [18] D. Weller, L. Folks, M. Best, E. E. Fullerton, B. D. Terris, G. J. Kusinski, K. M. Krishnan, G. Thomas. *Growth, structural, and magnetic properties of high coercivity Co/Pt multilayers*. Journal of Applied Physics **89**, 7525 (2001). doi:10.1063/1.1363602.
- [19] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989). doi:10.1103/PhysRevB.39.4828.
- [20] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*. Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988). doi:10.1103/PhysRevLett.61.2472.
- [21] N. F. Mott. *The Resistance and Thermoelectric Properties of the Transition Metals*. Proc. R. Soc. A **156**, 368 (1936). doi:10.1098/rspa.1936.0151.
- [22] I. I. Mazin. *How to Define and Calculate the Degree of Spin Polarization in Ferromagnets*. Phys. Rev. Lett. **83**, 1427 (1999). doi:10.1103/PhysRevLett.83.1427.
- [23] Nobelprize.org. *The Nobel Prize in Physics 2007 - Advanced Information*.
- [24] B. Dieny, V. Speriosu, B. Gurney, S. Parkin, D. Wilhoit, K. Roche, S. Metin, D. Peterson, S. Nadimi. *Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **93**, 101 (1991). doi:10.1016/0304-8853(91)90311-W.
- [25] A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev, N. V. Ryzhanova. *Spin-orientation-dependent superconductivity in F/S/F structures*. EPL (Europhysics Letters) **48**, 686 (1999).
- [26] J. Zhu, X. Cheng, C. Boone, I. N. Krivorotov. *Origin of the Inverse Spin Switch Effect in Superconducting Spin Valves*. Phys. Rev. Lett. **103**, 027004 (2009). doi:10.1103/PhysRevLett.103.027004.
- [27] A. I. Buzdin. *Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures*. Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005). doi:10.1103/RevModPhys.77.935.

- [28] K. Halterman, P. H. Barsic, O. T. Valls. *Odd Triplet Pairing in Clean Superconductor/Ferromagnet Heterostructures*. Phys. Rev. Lett. **99**, 127002 (2007). doi:10.1103/PhysRevLett.99.127002.
- [29] S. Hunklinger. *Festkörperphysik* (Oldenbourg Verlag, 2011). ISBN 9783486705478.
- [30] N. Ashcroft, D. Mermin. *Festkörperphysik* (Oldenbourg Verlag, 2007). ISBN 9783486582734.
- [31] H. Ibach, H. Lüth. *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer-Lehrbuch (Springer, 2002). ISBN 9783540427384.
- [32] M. Maschek. *Elektronische Transporteigenschaften von Cu-dotierten III-V-Halbleiterschichten*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Physikalisches Institut, CFN (2011).
- [33] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, N. P. Ong. *Anomalous Hall effect*. Rev. Mod. Phys. **82**, 1539 (2010). doi:10.1103/RevModPhys.82.1539.
- [34] R. French. *Intrinsic type-2 superconductivity in pure niobium*. Cryogenics **8**, 301 (1968). doi:10.1016/S0011-2275(68)80007-4.
- [35] S. Hashimoto, Y. Ochiai. *Co/Pt and Co/Pd multilayers as magneto-optical recording materials*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **88**, 211 (1990). doi:10.1016/S0304-8853(97)90031-7.
- [36] J. W. Knepper, F. Y. Yang. *Oscillatory interlayer coupling in CoPt multilayers with perpendicular anisotropy*. Phys. Rev. B **71**, 224403 (2005). doi:10.1103/PhysRevB.71.224403.
- [37] G. J. Dolan. *Offset masks for lift-off photoprocessing*. Applied Physics Letters **31**, 337 (1977). doi:10.1063/1.89690.
- [38] P. Dubos, P. Charlat, T. Crozes, P. Paniez, B. Pannetier. *Thermostable trilayer resist for niobium lift-off*. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures **18**, 122 (2000). doi:10.1116/1.591162.
- [39] Y. Harada, D. B. Haviland, P. Delsing, C. D. Chen, T. Claeson. *Fabrication and measurement of a Nb based superconducting single electron transistor*. Applied Physics Letters **65**, 636 (1994). doi:10.1063/1.112255.

- [40] C. Strunk. *Supraleitung in Niob/Gadolinium - Schichtsystemen*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH) (1992).
- [41] A. D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger, S. S. P. Parkin. *Domain wall resistivity in epitaxial thin film microstructures*. Journal of Physics: Condensed Matter **13**, R461 (2001).
- [42] G. R. Taylor, A. Isin, R. V. Coleman. *Resistivity of Iron as a Function of Temperature and Magnetization*. Phys. Rev. **165**, 621 (1968). doi: 10.1103/PhysRev.165.621.
- [43] M. Tinkham. *Introduction to superconductivity*. International series in pure and applied physics (McGraw Hill, 1996). ISBN 9780070648784.
- [44] M. N. Kunchur, S.-I. Lee, W. N. Kang. *Pair-breaking critical current density of magnesium diboride*. Phys. Rev. B **68**, 064516 (2003). doi: 10.1103/PhysRevB.68.064516.
- [45] J. Annett. *Superconductivity, Superfluids, and Condensates*. Oxford Master Series in Condensed Matter Physics (Oxford University Press, 2004). ISBN 9780198507567.
- [46] A. K. Geim, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos. *Collective effects in vortex movements in type-II superconductors observed by a method for the registration of individual vortices*. Phys. Rev. B **46**, 324 (1992). doi: 10.1103/PhysRevB.46.324.
- [47] I. Kokanović, A. Helzel, D. Babić, C. Sürgers, C. Strunk. *Effect of vortex-core size on the flux lattice in a mesoscopic superconducting strip*. Phys. Rev. B **77**, 172504 (2008). doi:10.1103/PhysRevB.77.172504.
- [48] W. Buckel. *Supraleitung: Grundlagen Und Anwendungen* (John Wiley & Sons, 1993). ISBN 9783527290871.
- [49] M. Schöck, C. Sürgers, H. v. Löhneysen. *Superconducting and magnetic properties of Nb/Pd_{1-x}Fe_x/Nb triple layers*. The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems **14**, 1 (2000). 10.1007/s100510050100.
- [50] C. Strunk, C. Sürgers, U. Paschen, H. v. Löhneysen. *Superconductivity in layered Nb/Gd films*. Phys. Rev. B **49**, 4053 (1994). doi: 10.1103/PhysRevB.49.4053.

- [51] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Einführung in die Festkörperphysik (Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005). ISBN 9783486577235.
- [52] W. Gillijns, A. Y. Aladyshkin, M. Lange, M. J. Van Bael, V. V. Moshchalkov. *Domain-Wall Guided Nucleation of Superconductivity in Hybrid Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet Layered Structures*. Phys. Rev. Lett. **95**, 227003 (2005). doi:10.1103/PhysRevLett.95.227003.
- [53] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet, C. Chappert. *Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **260**, 231 (2003). doi:10.1016/S0304-8853(02)01333-1.
- [54] J. X. Shen, R. D. Kirby, K. Wierman, Z. S. Shan, D. J. Sellmyer, T. Suzuki. *Magnetization reversal and defects in Co/Pt multilayers*. Journal of Applied Physics **73**, 6418 (1993). doi:10.1063/1.352618.
- [55] M. Labrune, S. Andrieu, F. Rio, P. Bernstein. *Time dependence of the magnetization process of RE-TM alloys*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **80**, 211 (1989). doi:10.1016/0304-8853(89)90120-0.

Danksagung

- An dieser Stelle möchte ich mich ganz besonders bei meinem Professor Hilbert von Löhneysen bedanken: Sie haben mir nicht nur die Möglichkeit gegeben, in Ihrer Arbeitsgruppe meine Promotion durchführen zu dürfen, sondern haben auch, wenn es Zeiten gab, in denen Ergebnisse aussichtslos erschienen, an mich geglaubt und mir die Zeit gegeben, meine Ziele zu erreichen. Ich bin außerdem dankbar dafür, dass Sie mir das Vertrauen entgegengebracht haben, die Diplomarbeiten von Marc Müller (und dessen Promotion), Tserenchimed Purevsuren und Michael Maschek experimentell mitzubegleiten. Ich weiß, dass Sie aufgrund vieler weiterer Verpflichtungen nicht sehr oft Zeit für uns hatten und schätze es daher sehr, dass Sie immer, wenn sie in Karlsruhe waren auch mit mir und Ihrer restlichen Gruppe noch offene Fragen und bereits gewonnene Ergebnisse diskutierten.
- Bei Professor Georg Weiß bedanke ich mich für die freundliche und unkomplizierte Übernahme des Korreferats.
- Ein Dank, der sich kaum in Worte fassen lässt, geht an Christoph Sürgers: Lieber Christoph, Du warst stets eine große Hilfe in allen Belangen. Auch wenn die Heliumhalle, das Röntgenspektrometer oder die Organisation von Konferenzen viel Deiner Zeit in Anspruch genommen haben, warst Du immer zur Stelle, wenn Deine Hilfe nötig war (und ja, dazu gehört auch, nur Deine magische Hand aufzulegen). Und ich danke Dir dafür, dass Du trotz vieler Schwierigkeiten, die meine Arbeit zu Tage förderte, immer Deinen Humor behalten hast und somit viele Probleme nur noch halb so schlimm waren.
- Bei Detlef Beckmann und seiner Crew (Jakob Brauer, Florian Hübler und Michael Wolf) möchte ich mich für die vielen hilfreichen Diskussionen bedanken und vor allem auch dafür, dass ich auf die Anlagen vom INT ausweichen durfte, wenn unsere mal nicht liefen.

- Ich möchte mich bei Veronika Fritsch, Gerda Fischer und Dirk Fuchs für die Magnetisierungsmessungen bedanken.
- Franz, Dir danke ich für immer ausreichend flüssiges Helium und spannende Suchen nach toten Ratten :-)
- Bei Professor Wulf Wulfhchel und Bernd Pilawa möchte ich mich dafür bedanken, dass sie immer ein offenes Ohr für Fragen meinerseits hatten.
- Aus dem CFN möchte ich mich bei Gernot Goll, Jörg Gramich, Stefan Kühn und Jacques Hawecker für die immer gute Zusammenarbeit bedanken.
- Bei Patrice Brenner bedanke ich mich dafür, dass er immer hilfsbereit war, falls Probleme rund ums Supra auftraten. Für die mit dem FIB präparierten TEM-Lamellen geht besonderer Dank an Erich Müller sowie an Reinhard Schneider für die TEM-Messungen.
- Natürlich möchte ich mich noch bei der restlichen HvL-Gruppe bedanken, besonders aber bei Dominik Stöffler und Tihomir Tomanic, die ich seit Beginn meines Studiums kenne und die vor allem in den letzten Jahren der Doktorarbeit zu noch besseren Freunden herangewachsen sind. Oliver Berg danke ich für die vielen fruchtbaren Diskussionen.
- Marc, Dir danke ich für Dein entgegengebrachtes Vertrauen und die gute Freundschaft.
- Der AG Weiß, besonders Torben Peichl, Christopher Reiche und “Ex-El Commandante” Ferhat Aslan danke ich für die hervorragende Nachbarschaft mit allem was dazugehört (laute Musik, Werkzeuge leihen und vieeeel Spaß).
- Lars, Dir danke ich dafür, dass ich viele Jahre lang Dein Viertelsklave sein durfte und Du mich trotzdem nicht gezwungen hast, den *vi* zu benutzen.
- Nina, Dir danke ich dafür, dass Du sehr viel Verständnis hattest, dass ich am Tag nur wenige Stunden zuhause war, da sich in den letzten Jahren mein Leben vor allem an der Uni abgespielt hat. Für Dein Vertrauen und Deine Unterstützung bin ich Dir unendlich dankbar. ♡
- Dem Center for Functional Nanostructures (CFN) danke ich für die finanzielle Unterstützung.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, alle dem Sinn oder Wortlaut nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht und keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

Karlsruhe, den